

Neutronenemission bei peripheren Schwerionenstößen im System Ho + Ne

Inauguraldissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von
Herbert Orf
aus Tann/Rhön

— Oktober 1983 —





Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546605_0068

Neutronenemission
bei peripheren Schwerionenstößen
im System Ho + Ne

Inauguraldissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von
Herbert Orf
aus Tann/Rhön

-Oktober 1983-

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger
2. Gutachter: Prof. Dr. Ta-chung Meng

Tag der Promotion: 5.12.1983

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	<u>Seite</u>
Zusammenfassung	5
1. Einleitung	6
2. Experimenteller Aufbau	11
2.1 Schwerionenmessung	13
2.2 Neutronenmessung	16
2.3 Meßelektronik	21
2.4 Datenaufnahme	24
3. Meßdatenanalyse (Allgemeines)	25
3.1 Inklusive Schwerionenspektren	26
3.1.1 Ladungs- und Massenspektren	26
3.1.2 Energie- und Winkelverteilung	29
3.2 Koinzidenzmeßdaten	33
3.2.1 Direkte Reaktionen	42
3.2.2 Anpassung und Interpretation der Kerntemperatur	48
3.2.3 Winkelkorrelationen	68
4. Diskussion der Ergebnisse	76
5. Anhang	79
5.1 Neutronennachweis mit Flüssigszintillatoren	79
5.2 Monte-Carlo-Programm zur Berechnung der Neutronenansprehwahrscheinlichkeit	82
5.3 3-Körper-Kinematik im Sortierprogramm DATA8M	87
5.4 Monte-Carlo-Programm zur Simulation der Teilchenverdampfung	94
6. Literaturverzeichnis	100

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden periphere Stoßprozesse am System $^{165}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne}$ untersucht. Die Messung der Neutronen in Koinzidenz mit projektilähnlichen Fragmenten sollte die zentrale Fragestellung beantworten, ob sich bei Einschußenergien von ≈ 15 bzw. 20 MeV/Nukleon noch ein thermisches Gleichgewicht während der Wechselwirkungszeit einstellt.

Die Analyse der Neutronenenergiespektren ergab, daß der größte Teil der Neutronen erst nach Erreichen des thermischen Gleichgewichts aus den im Coulombfeld voll beschleunigten Fragmenten verdampft wurde.

Etwa 10% der Neutronen wurden jedoch während der Wechselwirkungszeit emittiert und zeigten die gleiche spektrale Form wie die Vergleichgewichtsneutronen in zentralen Stößen.

Einen weiteren Hinweis für Vergleichgewichtseffekte ergab der Befund, daß die Temperaturen der projektilähnlichen Fragmente größer waren als die der targetähnlichen. Dies konnte für quasielastische Prozesse erklärt werden, indem eine Fluktuation in der Aufteilung der Anregungsenergie angenommen wurde. Für tiefinelastische Prozesse war eine solche Erklärung nicht möglich.

Bei Neonfragmenten mit geringem Energieverlust konnte man außerdem direkte Prozesse beobachten, bei denen das Projektil vom Targetkern ein Neutron aufgenommen hatte, ohne daß dieser angeregt worden wäre. Aus der bekannten Breite des beobachteten Zustandes im ^{21}Ne ließ sich die Reaktionszeit auf Werte kleiner $6 \cdot 10^{-21}$ s festlegen.



1. Einleitung

In Schwerionenreaktionen treten dissipative Prozesse im gesamten Bereich zwischen quasielastischen bzw. tiefinelastischen und Fusionsreaktionen auf. Die quasielastischen und tiefinelastischen Reaktionen sind im wesentlichen binäre Reaktionen, das heißt, ihre Endprodukte sind in der Kernladungs- und Kernmassenzahl den anfänglichen Reaktionspartnern ähnlich. Diese Ähnlichkeit zwischen Anfangs- und Endprodukten ist bei Fusionsreaktionen nicht mehr vorhanden.

In Abhängigkeit vom Stoßparameter wird mehr oder weniger kinetische Energie in innere Anregung der Reaktionspartner transferiert. Für periphere Stöße wird ein kleiner Energieverlust beobachtet, was zu quasielastischen und schwach gedämpften Ereignissen führt. Wird der Stoßparameter der Reaktion kleiner, so kommt man in den tiefinelastischen Bereich. Die Kerne überlappen sich stärker, es werden mehr Nukleonen ausgetauscht, ein großer Teil der zur Verfügung stehenden kinetischen Energie wird innerhalb (10^{-22} - 10^{-21})s in innere Anregung und kollektive Rotation sowie Deformationsenergie der Fragmente umgewandelt. Nach Aufbruch des intermediären Komplexes wird die Wechselwirkung der beiden Fragmente abgeschaltet und die von den Fragmenten aufgenommene Anregungsenergie führt zur Emission leichter Teilchen $n, p, \alpha, \dots$, als auch von γ -Teilchen am Ende der Verdampfungskaskade. Obwohl diese Teilchen sehr spät in einem sekundären Prozeß emittiert werden, beinhalten sie doch die wesentlichen Informationen über die Aufteilung der Anregungsenergie auf die Reaktionspartner während der wesentlich früheren Wechselwirkungszeit. Das heißt, diese leichten Teilchen können uns Auskunft geben über die Aufteilung der Anregungsenergie in dem Moment, in dem die Wechselwirkung abgeschaltet wird.

Die physikalisch interessanten Fragen nach den beteiligten Reaktionsmechanismen, der Zeitdauer der Reaktion und ob sich ein statistisches Gleichgewicht während der Reaktion einstellt, können nur indirekt aus den Energie-, Winkel-, Ladungs- und Massenverteilungen in den Ausgangskanälen der Reaktion beantwortet werden.

Die Wilzynski-Darstellung (WIL73, SIW76) des doppeldifferentiellen Wirkungsquerschnittes $d^2\sigma/dEd\Omega$ im E_{cm} -über- θ_{cm} -Diagramm hat sich als Darstellung der Meßergebnisse in Schwerionenreaktionen bewährt (Abb. 1.1). Die Form der Wirkungsquerschnittsverteilung hängt im wesentlichen ab vom gewählten Reaktionssystem, dem Produkt $Z_T \cdot Z_P$ und einem Faktor, der die verfügbare kinetische Energie verkörpert $(E_{cm} - E_C)/E_C$. Am Beispiel der Reaktion $^{232}\text{Th}(^{40}\text{Ar}, K)\text{Ac}$ bei $E_{lab}=388$ MeV erkennt man zwei Häufungen im Wirkungsquerschnitt. Eine Häufung ergibt sich beim größten positiven Ablenkwinkel θ_{gr} für große Energien E_{cm} . Die Höhenlinien des Wirkungsquerschnittes ziehen sich mit kleiner werdenden Nachweiswinkeln und geringer werdender Energie nach $\theta_{cm}=0^\circ$, wo sie sich mit einer zu negativen Winkeln

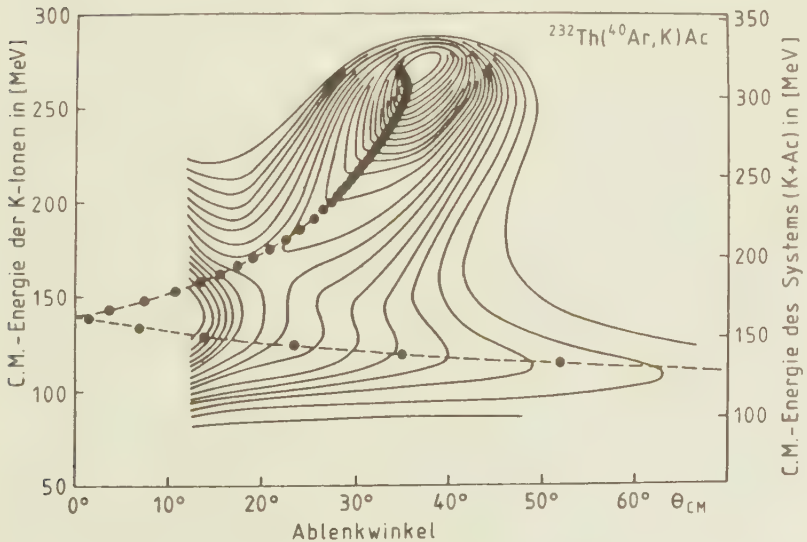


Abb. 1.1: Wilzynski-Darstellung des doppeldifferentiellen Wirkungsquerschnittes $d^2\sigma/dEd\Omega$ im E_{cm} -über- θ_{cm} -Diagramm für die Reaktion $^{232}\text{Th}(^{40}\text{Ar}, K)\text{Ac}$ bei $E_{lab}=388$ MeV (WIL73).

abgelenkten Komponente von der gegenüberliegenden Seite vereinigen. Dort ergibt sich die zweite Überhöhung des Wirkungsquerschnittes. Zu noch niedrigeren Energien hin läuft die negativ abgelenkte Komponente des Höhenzuges bis nach -60° .

Der Energieverlust ist hierbei eine sehr wichtige Größe, da man aus ihm eine Aussage über die totale Wechselwirkungszeit ableiten kann. Von Schröder et al. (SRÖ77) wurde dafür die Konstruktion einer experimentellen Ablenkfunktion hergeleitet. Aus dem Vergleich mit der Coulomb-Ablenkfunktion der Rutherfordstreuung ergibt sich direkt die Winkeldifferenz $\Delta\theta(l) = \theta_C(l) - \theta_{\text{exp}}(l)$. Um diesen Winkel hat sich das intermediäre System während der Wechselwirkungszeit τ gedreht. Mit dieser Methode ergibt sich eine Wechselwirkungszeit, die zu einem Energieverlust von 100 MeV gehört, zwischen 10^{-22} und 10^{-21} s. Es stellt sich die Frage, ob diese kurzen Reaktionszeiten ausreichen, um statistisches Gleichgewicht zu erreichen. Bei Hilscher et al. (HIL79) wird gezeigt, daß statistisches Gleichgewicht bei Energien kleiner 4 MeV/Nukleon über der Coulombbarriere während dieser kurzen Reaktionszeiten erreicht wird. Zur Bestimmung der Kerntemperaturen werden hier die Neutronen benutzt, die aus den voll beschleunigten Fragmenten ($t > 5 \cdot 10^{-21}$ s) stammen. Die Neutronenenergiespektren wurden nach dem statistischen Modell mit $dN/dE = \sqrt{E} \cdot \exp(-E/T)$ gefittet.

Ebenso wurde bei Hilscher et al. festgestellt, daß sich für das Neutron- zu Proton-Verhältnis N/Z im System $^{165}\text{Ho} + ^{56}\text{Fe}$ während der Wechselwirkungszeit ein Gleichgewicht eingestellt hat.

Es stellt sich nun die interessante Frage, ab welcher Einschußenergie ein Gleichgewicht während der Wechselwirkungszeit nicht mehr erreicht werden kann. Zur Beantwortung dieser Frage soll die vorliegende Arbeit beitragen. Darüberhinaus soll in ihr aus den ausgesandten Neutronen Auskunft über die Temperaturverteilung gewonnen werden.

Der Temperaturbereich, in dem man Vorgleichgewichtsvorgänge erwartet, wird im folgenden Diagramm der für die einzelnen Prozesse relevanten Zeiten (Abb. 1.2) in Abhängigkeit von

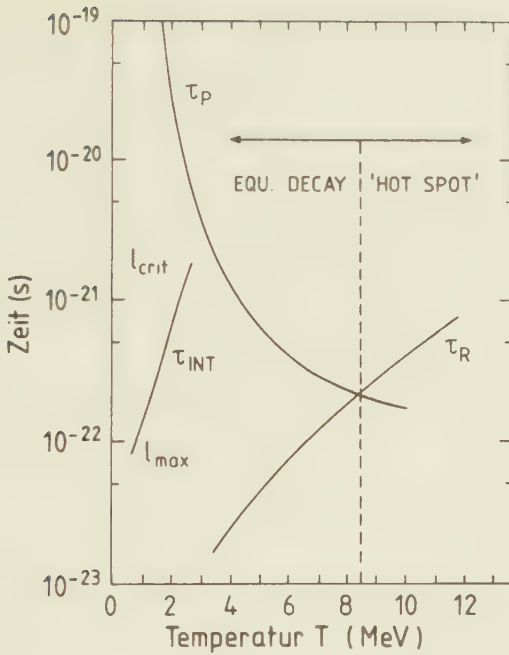


Abb. 1.2: Darstellung der für die verschiedenen Vorgänge bei der Reaktion $^{165}\text{Ho} + ^{56}\text{Fe}$ wesentlichen Zeiten. Darin gibt die mit τ_p bezeichnete Kurve die für die Verdampfung eines Teilchens aus einem Kern der Temperatur T notwendige Zeit (STO77) wieder. Diese entspricht für den Zerfall einer sogenannten heißen Stelle in einem Kern der Temperatur T der Kernrelaxationszeit τ_R . Die Relaxationszeit von Kernmaterie τ_R (KIN53) entspricht der Zeit, die der Kern benötigt, um auf eine lokale Störung zu reagieren. Weiter ist die Kernwechselwirkungszeit τ_{INT} (HOO82) unter der Bedingung, daß kein gemeinsamer Zwischenkern gebildet wird, für die angegebene Reaktion (Einschußenergie 476 MeV) in Abhängigkeit von der Gleichgewichtstemperatur eingezeichnet. Die kürzeste Wechselwirkungszeit (sehr periphere Stöße) entspricht dem höchsten Drehimpuls l_{max} , die längste Reaktionszeit entspricht dem Drehimpuls l_{crit} , wo gerade noch keine Fusion stattfindet.

der Temperatur diskutiert (HIL79, HOO80, STO77, KIN53). Für Einschüßenergien, die einer Relativenergie > 8 MeV/Nukleon über der Coulombbarriere entsprechen, ist es möglich, lokale Temperaturen von > 8 MeV zu erhalten, wenn die Reaktionsmechanismen die sofortige Abgabe der kinetischen Energie erlauben. Die Relaxationszeit τ_R für Kernmaterie ist dann nicht mehr kurz gegenüber der zur Verdampfung von Nukleonen benötigten Zeit τ_p . Man sollte deshalb bei Energien > 8 MeV/Nukleon (die in dieser Arbeit besprochenen Experimente liegen bei 10 bzw. 15 MeV/Nukleon) über der Coulombbarriere Vorgleichgewichtsneutronenemission beobachten können.

Es muß hier noch darauf hingewiesen werden, daß die Emission der leichten Teilchen in peripheren Stößen sehr schwierig zu analysieren ist, weil gleichzeitig eine langsam und eine schnell bewegte Quelle vorhanden sind, die leichte Teilchen verdampfen. Aus diesem Grunde kann bei vielen Untersuchungen zur Emission leichter Teilchen aus Schwerionenreaktionen nicht sicher zwischen wirklichen Vorgleichgewichtsneutronen und solchen, aus sequentiellm Zerfall stammenden, unterschieden werden. In einigen Fällen sind die Ergebnisse offensichtlich fehlerhaft (GEL77, BIN80, HAR77, TSA81).

Schießt man z.B. ^{20}Ne mit einer Energie von 400 MeV auf ein schweres Target, so können die leichten Teilchen aus der schnellen Quelle Laborenergien bis zu 50 MeV erhalten. Sie sind deshalb von den hochenergetischen leichten Teilchen, die aus der nicht-äquilibrierten Wechselwirkungszone stammen, nur sehr schwer zu unterscheiden. Für eine zuverlässige Analyse ist es unerläßlich, die leichten Teilchen in Koinzidenz mit zugehörigen schweren Fragmenten nachzuweisen. Die erhaltene Information ist für das zu untersuchende Thema von größtem Interesse, da sie etwas über das Einsetzen und die frühen Stadien der Äquilibration aussagt.

2. Experimenteller Aufbau (Allgemeines)

Die Experimente für diese Arbeit wurden 1980/81 am Schwerionenbeschleuniger VICKSI des Hahn-Meitner-Institutes in Berlin durchgeführt. Dabei wurde ein ^{20}Ne -Strahl mit einer Energie von 290 und 402 MeV auf selbsttragende ^{165}Ho -Targets mit der Belegung $400/490 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ geschossen. Die Streukammer wurde aus 3 mm dickem V2-Stahl gefertigt und hat einen Durchmesser von 1.0 m. In dieser Kammer befanden sich ein ΔE -E-Teleskop bei $10^\circ/15^\circ$ und ein einzelner Halbleiterdetektor bei 60° relativ zum Strahl (Abb. 2.1). Außerhalb der Kammer wurden zur Messung der Neutronen 12 Photomultiplier bestückt mit NE213-Flüssigszintillatoren in 0.6 bis 1.7 m Abstand vom Target aufgestellt.

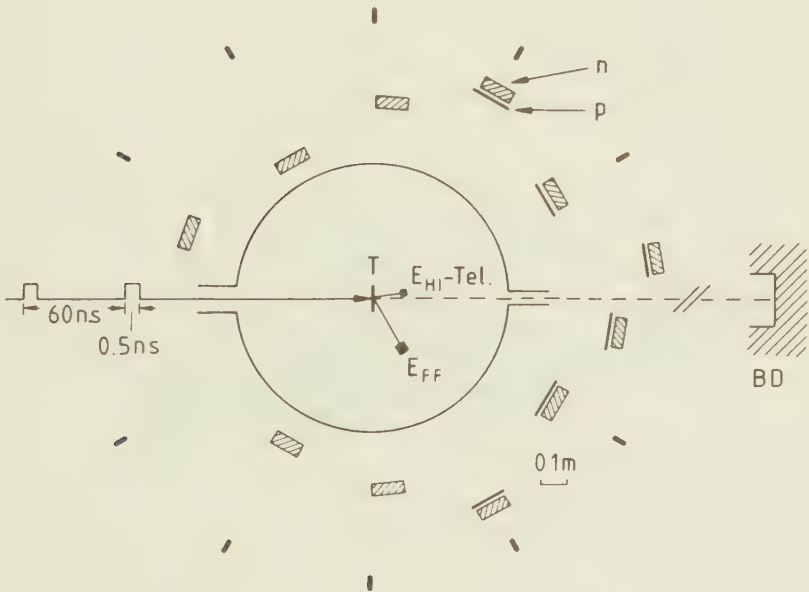


Abb. 2.1: Schematische Darstellung des Meßaufbaus für das 402MeV-Experiment. Links im Bild ist die Impulsbreite und der Impulsabstand des Strahles angegeben.

Der Strahl wurde in 5.4 m Entfernung hinter dem Target in einem besonders konstruierten Strahlauffänger absorbiert; nämlich in einem Faraday-Cup aus Graphit am Ende des Strahlrohres, der sich zur Abschirmung der dort erzeugten Neutronen in der Mitte eines Würfels mit der Kantenlänge 2.0 m befand, der von innen nach außen aus ≈ 30 cm Eisen, 10 cm Blei und 50 cm Paraffin bestand.

2.1 Schwerionenmessung

Die Schwerionen wurden in der evakuierten Streukammer durch Halbleiterdetektoren nachgewiesen. Der Halbleiterdetektor zur Messung der Spaltprodukte war 60 μm dick und stand bei $+60^\circ$ (und $+40^\circ$) im 290MeV-Experiment sowie bei $+57^\circ$ im 402MeV-Experiment, also bei $\approx 90^\circ$ im Schwerpunktsystem für symmetrische Spaltfragmente. Unter Vorwärtswinkeln relativ zum Strahl (-16° und -22° beim 290MeV- sowie -10° und -15° beim 402MeV-Experiment) wurde ein ΔE -E-Halbleiterteleskop angebracht. Der ΔE -Detektor war 50 μm , der E-Detektor 500 μm dick. Der Abstand des ΔE -Det. vom Target betrug ≈ 10 cm, die Detektoröffnung ≈ 2 mm.

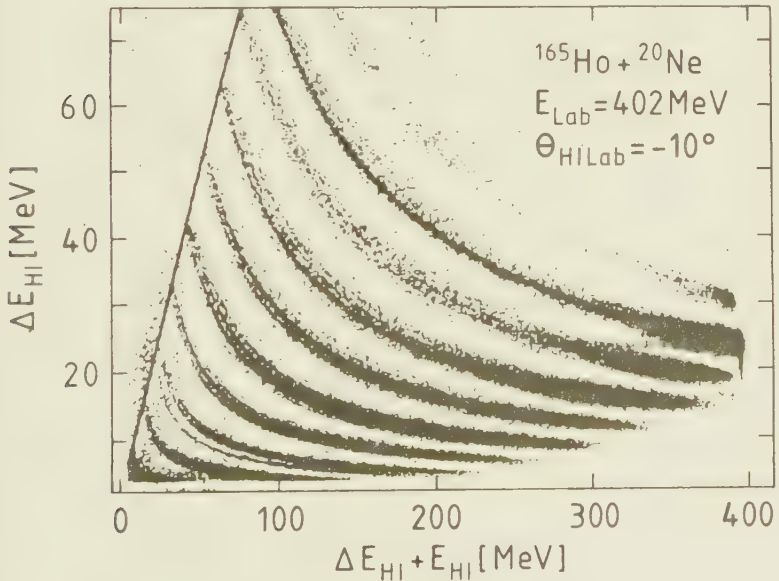


Abb. 2.2: Zweidimensionale Darstellung der mit dem Halbleiterteleskop registrierten projektilähnlichen Fragmente. Aufgetragen ist der Energieverlust ΔE_{HI} in einem 50 μm dicken Detektor über der Gesamtenergie $\Delta E_{HI} + E_{HI}$.

Für die projektilähnlichen Fragmente konnten damit einzelne Ordnungszahlen und im 402MeV-Experiment sogar einzelne Massen aufgelöst werden (Abb. 2.2, ΔE -E-Plot 402 MeV).

Für alle registrierten Schwerionen, die projektilähnlichen (PL), targetähnlichen (TL), Fusions-Spalt-Ereignisse (FF), Verdampfungsrestkerne (ER) und schweren Rückstoßkerne (HR) wurde die Energie und die Flugzeit gemessen. Die Flugzeit der Schwerionen wurde relativ zur Pulsung des Zyklotrons bestimmt. Der Beschleuniger des Hahn-Meitner-Institutes Berlin VICKSI liefert Strahlimpulse mit einer Frequenz von $\approx (12-20)$ MHz und einer Impulsdauer ≈ 0.5 ns.

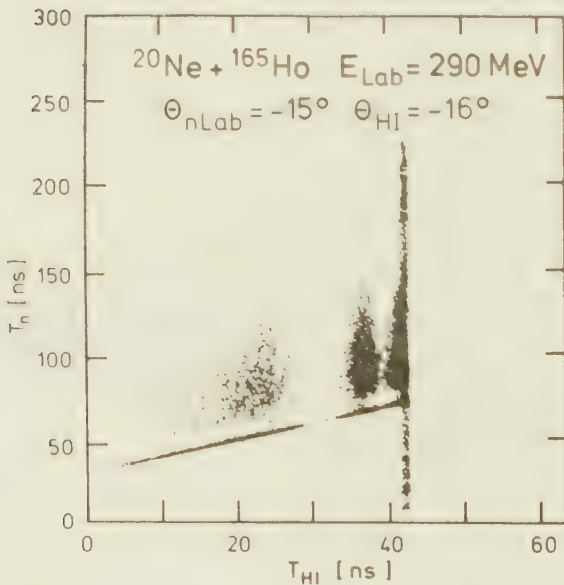


Abb. 2.3: Zweidimensionale Flugzeitdarstellung der Koinzidenzen zwischen Schwerionen und Neutronen. Die Abszisse zeigt die Schwerionen-, die Ordinate die Neutronenflugzeit.

Zwischen zwei Strahlimpulsen war etwa 60 ns Zeit, um die Flugzeit der Reaktionsprodukte zu messen (Abb. 2.3, Flugzeitspektrum).

Der Totzeitverlust durch die verarbeitende Elektronik konnte gering (<1%) gehalten werden. Die Dauer des Strahlimpulses begrenzte den Fehler der Zeitmessung von unten auf Werte über 0,5 ns.

Die Energieauflösung beträgt etwa 0.1%, was für die Messung von Schwerionen der Energie 400 MeV 0.4 MeV entspricht.

Die starke Massenasymmetrie in der Reaktion $^{165}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne}$ bewirkt, daß die Endprodukte der verschiedenen Reaktionsfragmente (PL, FF, HR) durch Energie und Flugzeit gut getrennt werden können (Abb. 2.4, E_{HI} gegen T_{HI}).

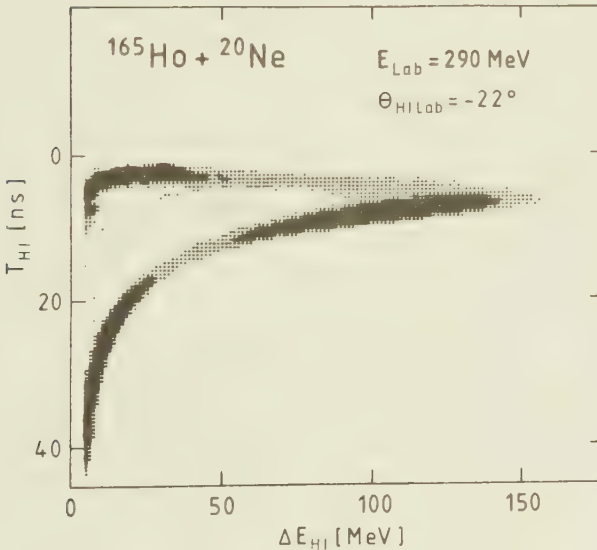


Abb. 2.4: Zweidimensionale Darstellung der Schwerionenflugzeit T_{HI} über dem Energieverlust der Schwerionen ΔE_{HI} in einem 50 μm dicken Detektor.

2.2 Neutronenmessung

Die Neutronen wurden im 290MeV-Experiment durch sechs in einer Ebene aufgestellte 5.1 cm (2") dicke NE213-Flüssigszintillatoren mit einem Durchmesser von 12.7 cm (5") nachgewiesen. Je ein vorgebauter 2 mm dicker quadratischer NE104 Plastiksintillator mit der Kantenlänge 15.5 cm diente als Zähler geladener Teilchen und wurde in Antikoinzidenz zu den im zugehörigen Flüssigszintillator registrierten Ereignissen betrieben. Damit konnte man eine Fehlinterpretation hochenergetischer, geladener Teilchen vermeiden. Es sind z. B. Protonen von mehr als 35 MeV in der Lage, die 3 mm Stahlwandung der Streukammer sowie 1 mm Al des Neutronendetektorgehäuses zu durchdringen. Zudem ist ihre Ansprechwahrscheinlichkeit im Flüssigszintillator 100%, während sie für Neutronen nur 5-10% beträgt, was einen beträchtlichen Fehler zur Folge hätte (siehe Anhang!). Beim 402MeV-Experiment fanden zusätzlich ein 2"- und fünf 1"-Neutronendetektoren Verwendung. Sie wurden bei großen Winkeln relativ zum Strahl betrieben und aus den oben genannten Gründen ebenso wie zur Abschirmung niederenergetischer γ -Strahlung mit 2 mm dicken Bleikappen versehen. Einer der 1"-Detektoren befand sich bei 85° relativ zum Strahl über der Streukammer, die übrigen standen in der zuvor festgelegten Meßebene. Die genauen Detektorpositionen sind in Tab. 2.1 vermerkt.

In allen Versuchsläufe wurden die Neutronen als exklusive Daten, d.h. in Koinzidenz mit den PL-, ER- und FF-Reaktionsprodukten gemessen.

Die vom Flüssigszintillator registrierte γ -Strahlung wurde auf Grund ihrer zu den Neutronen unterschiedlichen Impulsform in einem speziell darauf abgestimmten Impulsformdiskriminator von den übrigen Ereignissen getrennt. Die Güte dieses Diskriminators erkennt man in der Abb. 2.5.

Tab. 2.1: Positionen der Schwerionen- und Neutronendetektoren bei den Experimenten mit ^{20}Ne als Projektil und Einschüßenergien von 290 MeV und 402 MeV.

Einschüßenergie

290 MeV				402 MeV	
$\theta_{\text{TEL}} = -16^\circ$ $\theta_{\text{FF}} = 60^\circ$		$\theta_{\text{TEL}} = -22^\circ$ $\theta_{\text{FF}} = 40^\circ$		$\theta_{\text{TEL}} = -10^\circ$ $\theta_{\text{FF}} = 57^\circ$	
θ_n^{lab} [deg]	l_n [cm]	θ_n^{lab} [deg]	l_n [cm]	θ_n^{lab} [deg]	l_n [cm]
- 15.0	94.7	- 7.5	169.0	- 8.0	104.9
- 35.0	94.7	- 70.0	94.5	- 30.0	76.6
- 70.0	94.5	-118.0	94.5	- 60.0	89.1
- 90.0	94.5	8.0	154.8	- 85.0	71.7
-118.0	94.5	25.0	97.4	-120.0	57.9
-155.0	94.5	80.0	94.5	-160.0	70.0
8.0	154.8			8.0	91.1
15.0	95.0			30.0	77.0
35.0	94.9			60.0	88.8
60.0	94.9			85.0	69.1
80.0	94.5			120.0	60.0
105.0	94.5			85.0*	86.1

*) über der Meßebene

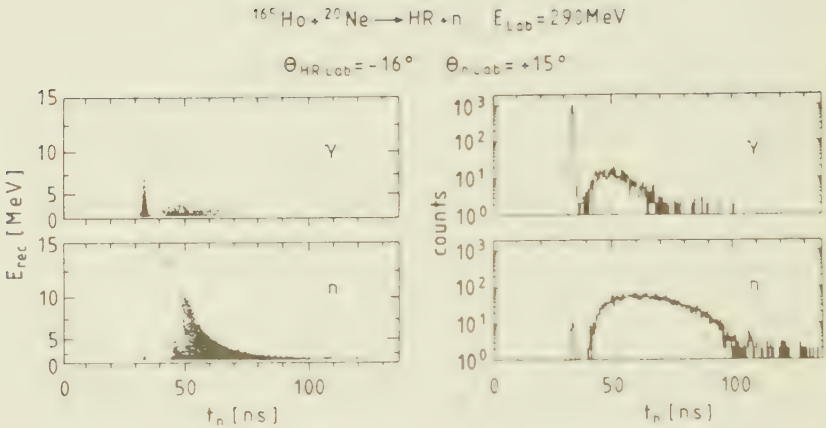


Abb. 2.5: Links sind die Lichtausbeute E_{rec} eines Flüssigszintillationszählers (Typ NE213) für Neutronen und γ -Quanten über der zugehörigen Flugzeit t_n und rechts die Projektionen dieser Meßdaten auf die Neutronenflugzeit t_n dargestellt.

Mit den Neutronendetektoren wurde die Flugzeit des Neutrons T'_n gegen die einzelnen HI-Zähler und die Lichtausbeute L_n des einzelnen Ereignisses gemessen.

Die Neutronenflugzeitmessung wird gestartet durch das Zeitsignal des Schwerionendetektors und beendet durch ein nachgewiesenes Neutron. Die Schwerionenflugzeit bekommt das Startsignal vom Schwerionenzähler, das Stoppsignal vom Zyklotron. Die wahre Flugzeit des einzelnen Neutrons T_n ist die Summe aus der gemessenen Neutronenflugzeit T'_n und der zugehörigen Schwerionenflugzeit T_{HI} :

$$T_n = T'_n + T_{\text{HI}} \quad (2.1)$$

Die Zeitauflösung von T_n wird durch die Zeitschärfe des Strahlimpulses ($<0.5\text{ns}$) bestimmt. Zusätzlich geht noch die apparative Zeitauflösung der beiden Detektoren ein. Der daraus resultierende Wert kann aus der Halbwertsbreite des Gammapeaks als $\approx 1\text{ ns}$ angegeben werden. Da die Neutronenenergie E_n über die Flugzeit T_n berechnet wird, ist die Energieauflösung ΔE_n somit von der Flugzeitauflösung ΔT_n , der Gesamtflugzeit T_n und dem Abstand Target-Detektor l abhängig. Zusätzlich geht der genaue Nachweisort, also die Dicke des Szintillators Δl in die Energieauflösung mit ein:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2} \quad (2.2)$$

Bei der Wahl der Flugstrecke muß man für eine bestimmte Zyklotronfrequenz ($\approx 18\text{ MHz}$) einen Kompromiß finden zwischen der geringsten Neutronenenergie, die noch nachgewiesen werden soll, und der - zu hohen Energien zunehmend schlechter werdenden - Energieauflösung ΔE_n .

Für eine mittlere Flugstrecke von 1 m und einer Zeitauflösung $\Delta t_n = 1\text{ ns}$ erhält man für folgende Neutronenenergien bei unterschiedlichen Szintillatordicken Δl die in Tab. 2.2 aufgelisteten Energieauflösungen.

An Abb. 2.3 erkennt man, daß sowohl die Neutronen, welche mit den verschiedenen Reaktionsfragmenten HR, FF und PL in Koinzidenz gemessen wurden, sowohl gut voneinander, als auch von den prompten γ -Quanten getrennt sind. Die Lage dieser Gammaflugzeiten wurde dazu benutzt, den Zeitnullpunkt für die verschiedenen Reaktionsgruppen unabhängig von der Plasmaverzögerung (ALB69, MOS71, HAN78, NEI80) im Schwerionen-zähler anzugeben.

Tab. 2.2: Energieauflösung der Neutronenflugzeitmessung für verschiedene Neutronenenergien E_n und Szintillatordicken Δl bei einer Flugstrecke $l=1$ m und einer Zeitauflösung $\Delta t_n=1$ ns.

E_n [MeV]	T_n [ns]	ΔE_n [MeV]		
		$\Delta l=$ 0.0 cm	2.5 cm	5.0 cm
5.0	32.3	0.3	0.4	0.6
10.0	22.9	0.9	1.0	1.3
50.0	10.22	9.8	10.1	11.0
100.0	7.23	27.7	28.1	29.4

2.3 MeBelektronik

Die MeBelektronik besteht im wesentlichen aus zwei Teilen:

1. den "schnellen" Zeitkreisen und
2. der "langsamen" Energiesignalverarbeitung
(siehe Abb. 2.6).

Die "schnellen" differentiellen Signale vom ladungsempfindlichen Vorverstärker der ΔE - und FF-Halbleiterdetektoren wurden auf Zeitdiskriminatoren (CFD - constant fraction discriminator) gegeben und über eine Oder-Stufe zusammengefaßt. Die aus dem Zeitdiskriminator kommenden Halbleitersignale spielen die Rolle der "master"-Signale. Diese geben einen Startimpuls auf die Zeit-Amplituden-Wandler (TAC - time to amplitude converter") und sorgen damit für den Beginn der n- und p-Flugzeitmessungen. Beendet wird die Flugzeitmessung der Schwerionen durch ein von der Zyklotronwechselspannung abgeleitetes Zeitsignal (Wiederholfrequenz ≈ 18 MHz).

Die flugzeitproportionalen TAC-Signale wurden mit Hilfe zweier Identifikationsbits in unterschiedliche 1K-Bereiche eines Analog-Digital-Wandlers (ADC - analog to digital converter") sortiert. Die Flugzeitmessung der Neutronen und Protonen wird vom Anodensignal der Fotovervielfacher gestoppt. Dazu werden die Anodensignale über einen Zeitdiskriminator gegeben und zu je sechs in einer Oder-Stufe zusammengefaßt. Die in das Oder-Glied gelangenden Impulse werden gleichzeitig in einen "Route-Bit-Kodierer" gegeben. Hier wird die Zuordnung der im ADC ankommenden Flugzeitsignale zu den Detektoren getroffen. Über diese Bit-Kodierung können die Ereignisse von je sechs Detektoren in 1K-Bereiche eines 8K-ADC's einsortiert werden.

Die "langsamen" Energiesignale der Halbleiterdetektoren wurden in einem Linearverstärker weiter verstärkt und über eine Lineare-Tor-und-Dehn-Stufe (LGS - linear gate & stretcher") gegeben, damit nur solche Ereignisse gespeichert werden, zu denen innerhalb einer bestimmten Zeit leichte Teilchen koinzident waren. Die ΔE - und FF-Energiesignale wurden ähnlich wie die Zeitsignale geodert und in einem ADC sortiert.

Das $\Delta E + E$ -Summenenergiesignal wurde über einen Linearverstärker direkt auf einen ADC gegeben. Die Energiesignale von je sechs Fotovervielfachern wurden ebenfalls verstärkt und untereinander gemischt (1, Abb. 2.6). Registriert wurden sie nur dann, wenn gleichzeitig ein Schwerion nachgewiesen worden war. Außerdem wurden sie noch mit der Information versehen, ob es sich um ein Neutron oder γ -Quant handelte, und in unterschiedliche Bereiche des entsprechenden ADC's einsortiert.

Die Signale für die Impulsformdiskriminatoren wurden jeweils von den Dynoden 11 und 14 der Fotovervielfacher abgenommen. Je sechs n- und γ -Signalausgänge der PSD wurden geodert und über ein logisches "Und" mit der Schwerionenflugzeit verknüpft. Die hieraus erhaltenen Impulse werden als n- oder γ -Bit in den soeben beschriebenen ADC für die integrierte Lichtenergie gegeben.

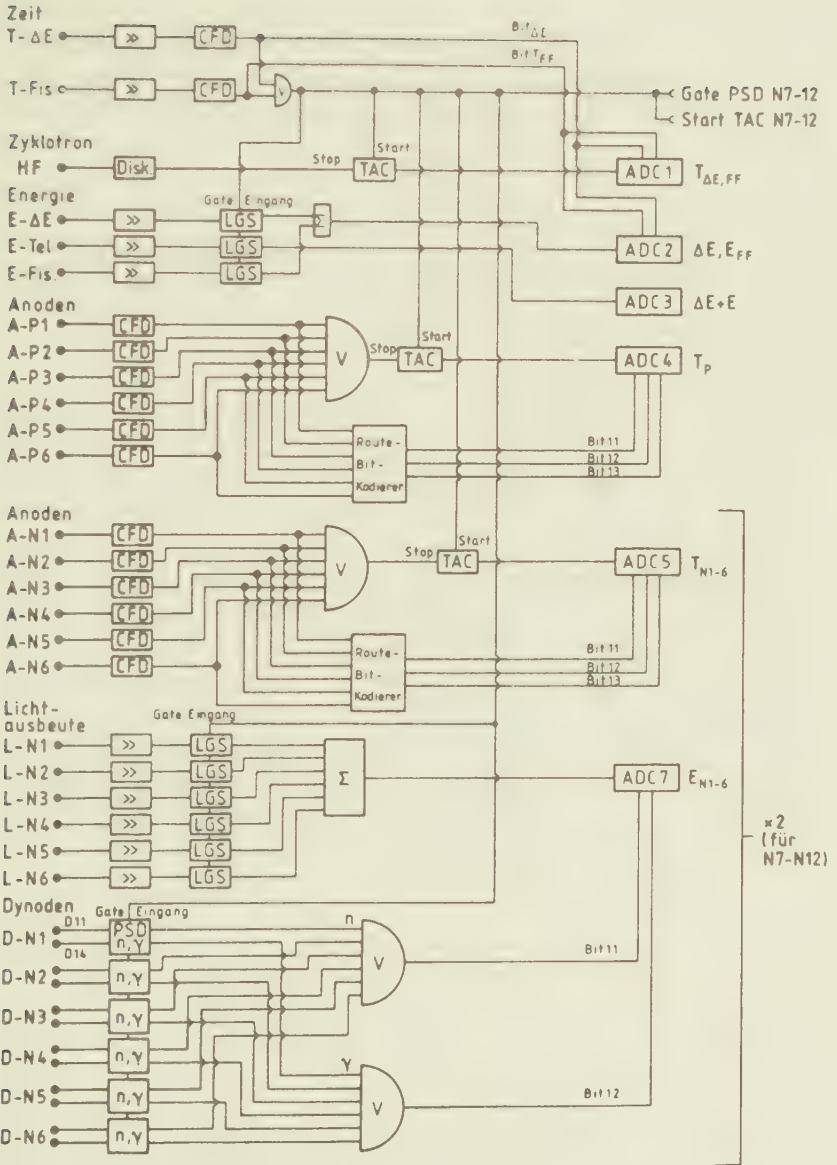


Abb. 2.6: Schematische Darstellung des elektronischen Schaltplans für das 402MeV-Experiment.

2.4 Datenaufnahme

Die folgenden Meßparameter wurden mit dem am HMI entwickelten Datenaufnahmesystem HOOPSY Ereignis für Ereignis auf eine Meßplatte (Plattenstapel mit einer Kapazität von 174 Megabyte) geschrieben:

- a) Schwerionendetektoren: Energieverlust ΔE_{HI} ,
Restenergie E_{HI} und Flugzeit T_{HI}
- b) Neutronendetektoren: Lichtausbeute des Flüssigszintillators L_n , Flugzeit T_n und ein Neutron- oder γ -Bit aus dem n- γ -Pulsformdiskriminator
- c) Protonendetektoren: Lichtausbeute des Plastiksintillators L_p und Flugzeit T_p

Dazu wurden zwei Rechenmaschinen benutzt, eine PDP 11/40 und eine PDP 11/70.

Wegen der begrenzten Parameterzahl (8 bzw. 12) des Datenaufnahmesystems wurden die Meßdaten von je sechs Neutronendetektoren in einem Parameter weggeschrieben. Die zur Verfügung stehenden 3K Analog-Digital-Wandler wurden dafür in 1K Bereiche unterteilt, die über ein Steuerbit jeweils einem n-Detektor zugeordnet wurden. Die Fälle, in denen mehrere dieser sechs Detektoren gleichzeitig ansprachen, wurden durch ein ausschließendes Mehrfach-Bit in einen der verbliebenen 1K Bereiche gespeichert. Diese Ereignisse traten in weniger als 1% der Fälle auf, es konnte darauf korrigiert werden. In ähnlicher Weise wurde mit den sechs Protonenzählern und den Schwerionendetektoren verfahren.

3. Meßdatenanalyse (Allgemeines)

Die Analyse der Messdaten erfolgte "off-line" an einem VAX 11/780-Rechner mit dem Sortier- und Auswertprogramm DATA8M (BÜR81). Spezielle Sortier- und Rechenroutinen, die für die Auswertung der Neutronenspektren erforderlich waren, wurden erstellt und in das DATA8M-Auswertprogramm eingebaut. Das als Unterprogramm eingebundene 3-Körper-Kinematik-Programm für die Umrechnung der im Laborsystem unter zwei festen Winkeln in Koinzidenz gemessenen Schwerionen und Neutronen in das Schwerpunktsystem von n und HI zur Erstellung der Neutronenrelativenergiespektren wird in Kap. 5.3 (Anhang) behandelt. Die Weiterverarbeitung, graphische Darstellung und Beschriftung dieser eindimensionalen Spektren erfolgte mit dem Spektrenbearbeitungsprogramm DIS (EGE83). Innerhalb dieses Programmes wurde ein spezielles Unterprogramm erstellt zur simultanen Temperaturanpassung der exponentiell abfallenden, bei unterschiedlichen Nachweiswinkeln aufgenommenen Neutronenenergiespektren. Zur quantitativen Auswertung der gemessenen Spektren im Hinblick auf die sequentielle isotrope Neutronenemission wurde ein auf die vorliegenden Verhältnisse zugeschnittenes in Kap. 5.4 (Anhang) näher erläutertes Monte-Carlo-Programm in das Auswertprogramm HICCUP von M.Clover (RAU82) eingebaut und entsprechend verwendet.

3.1 Inklusive Schwerionennmessung

3.1.1 Ladungs- und Massenspektren

Durch die Verwendung eines geeigneten Schwerionenteleskopes war es möglich die projektilähnlichen Reaktionsprodukte nach ihrer Ladung und Masse zu trennen. In Abb.2.2 ist der Energieverlust ΔE im Energieverlustzähler über der gesamten im Teleskop registrierten Energie E aufgetragen.

Der Energieverlust pro zurückgelegter Wegstrecke für geladene Teilchen in Materie wird durch die Bethe-Bloch-Formel

$$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{A \cdot Z^2}{E} \cdot \log\left(\frac{4 \cdot m_e \cdot E}{I \cdot A}\right) \quad (3.1.1)$$

beschrieben (MAR73), wobei

A , Z und E : Masse, Ladung und Energie des einfallenden Teilchens

m_e : Masse des Elektrons und

I : mittleres Ionisationspotential der abbremsenden Materie sind.

Das heißt, daß ΔE von $A \cdot Z^2$ abhängt. Die im ΔE -Zähler verbliebenen schweren Reaktionsprodukte (Spaltprodukte, schwere Restkerne, Verdampfungsrestkerne) findet man auf der Geraden $\Delta E=E$.

Mit Hilfe einer empirischen Korrekturformel (SHI79) kann man den Parameter ΔE in eine Größe umwandeln, die proportional zu $Z \cdot \sqrt{A}$ ist.

$$Z \cdot \sqrt{A} \sim \Delta E_{\text{korrr}} = \sqrt{\alpha \cdot \Delta E \cdot \left(\frac{E+d \cdot \Delta E}{c}\right)^{\alpha-1}} \quad (3.1.2)$$

mit $\alpha = a+b \cdot \frac{\Delta E}{x}$

Mit den für das 402MeV-Experiment empirisch gefundenen Parametern a , c , d , der Energieeichkonstanten b und der Detektordicke x ,

$$a = 1.85$$

$$b = 0.411 \text{ [MeV/Kan.]}$$

$$c = 100.$$

$$d = 0.08$$

$$x = 75 \text{ [}\mu\text{m]},$$

lassen sich die ΔE -Werte in Abb. 2.2 so transformieren, daß man für einzelne Ladungen und Massen Äste erhält, die zur Energieachse parallel liegen (Abb. 3.1).

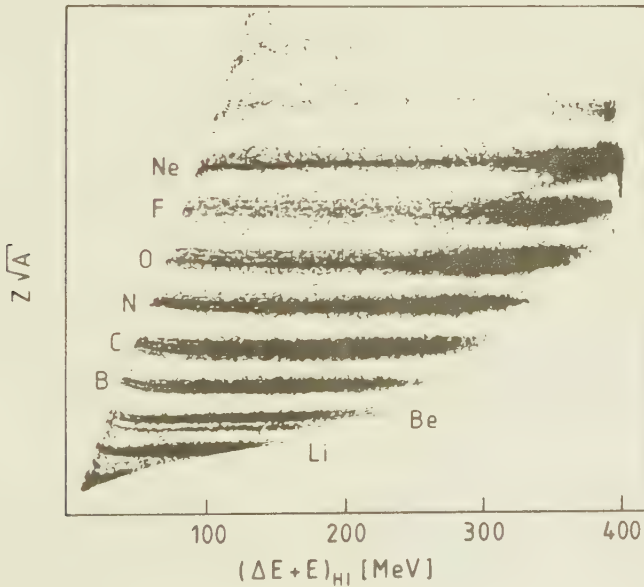


Abb. 3.1.1: Zweidimensionale Darstellung des mit einer empirischen Formel (SHI79) korrigierten Energieverlustes ΔE_{HI} über der Gesamtenergie $(\Delta E + E)_{HI}$. Die Ordinatenwerte sind proportional dem Produkt aus der Ordnungszahl Z und der Quadratwurzel aus der Massenzahl A .

Fast alle projektilähnlichen Reaktionsprodukte haben eine geringere Kernladungszahl als das Projektil im Eingangs-

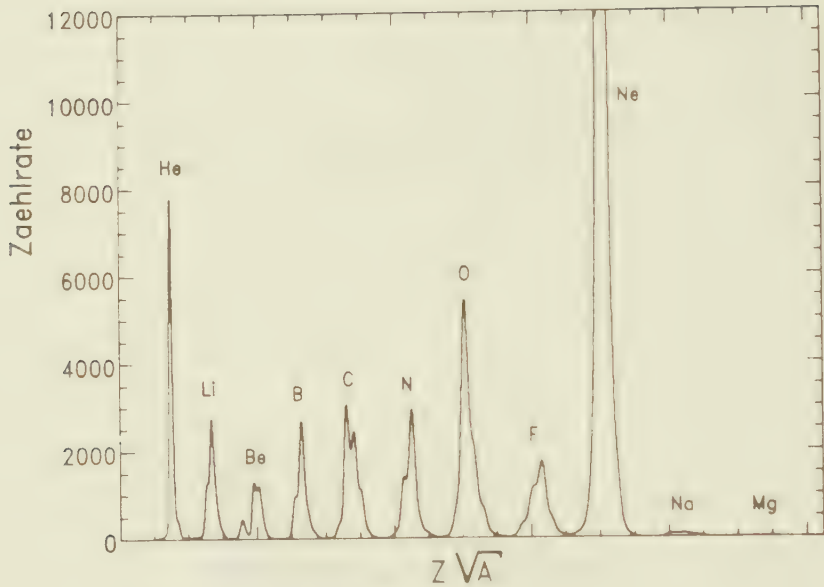


Abb. 3.1.2: Projektion der in Abb. 3.1.1 gezeigten Ereignisse auf die $Z \cdot \sqrt{A}$ -proportionale Achse.

kanal, $Z_{\text{exp}} < 10$.

Die Projektion dieser Darstellung auf die $Z \cdot \sqrt{A}$ -Achse ergibt eine Ladungs- und Massenverteilung (Abb. 3.1.2).

Wie man sieht, ist eine Trennung der verschiedenen Isotope möglich.

3.1.2 Energie- und Winkelverteilung der projektilähnlichen Fragmente

In diesem Abschnitt wird eine Übersicht über die Energie- und Winkelverteilung der inklusiven projektilähnlichen Fragmente gegeben. Die dargestellten Spektren sollen lediglich zum besseren Verstehen der weiter unten behandelten Koinzidenzdaten beitragen.

In Abb. 3.1.3 werden die Energieverteilungen der Elemente mit den Kernladungszahlen $Z=3$ bis $Z=10$ bei einer Einschubenergie von 290 bzw. 402 MeV gezeigt. Der Nachweiswinkel ist jeweils etwas kleiner als der für diese Reaktionen errechnete Streifwinkel Θ_{gr} .

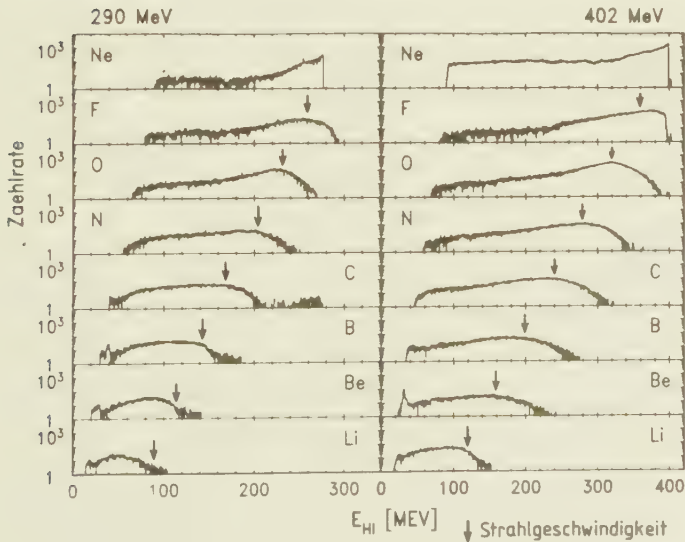


Abb. 3.1.3: Energieverteilung der inklusiven, projektilähnlichen Fragmente, gemessen bei den Winkeln $\Theta_{HI}=-16^\circ$ für die Einschubenergie $E_{lab}=290$ MeV und $\Theta_{HI}=-10^\circ$ für $E_{lab}=402$ MeV.

Man sieht sehr deutlich, daß sich zumindest die Spektren mit $Z \geq 7$ aus einem quasielastischen und einem tiefinelastischen Anteil zusammensetzen. Der quasielastische Anteil hat eine geringfügig niedrigere Energie als die der Anfangsgeschwindigkeit des Projektils entsprechende Energie der einzelnen Fragmente, $2 \cdot Z \cdot E_{\text{lab}}/20$ (als Pfeile in Abb. 3.1.3 eingezeichnet, wobei Z die Ordnungszahl und E_{lab} die Einschußenergie ist).

Der tiefinelastische Anteil liegt bei deutlich niedrigeren Energien. An der Energieverbreiterung hat die Teilchenemission einen wesentlichen Anteil, wie im nächsten Kapitel (Abb. 3.2.3) gezeigt wird. Beide Anteile sind für $Z=8$ und 9 gut voneinander getrennt.

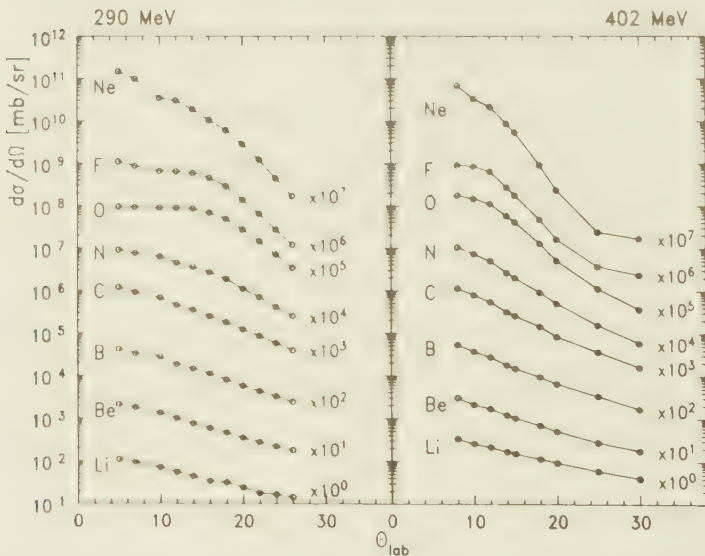


Abb. 3.1.4: Darstellung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\Omega$ für die inklusiven, projektilähnlichen Fragmente über dem Laborwinkel Θ_{lab} .

Für große Z dominiert der quasielastische Anteil. Zu kleinerem Z hin ist das Verhältnis der beiden Anteile zugunsten des tiefinelastischen verschoben. Für $Z < 5$ tritt ein quasielastischer Anteil nicht mehr deutlich in Erscheinung.

Die energieintegrierte Winkelverteilung (Abb. 3.1.4) für die inklusiven, projektilähnlichen Fragmente zeigt eine starke Überhöhung bei Vorwärtswinkeln, was für niedrigere Z -Werte weniger charakteristisch ausgeprägt ist. Die beiden Einschußenergien 290 und 402 MeV unterscheiden sich im wesentlichen nur dadurch, daß bei der höheren Energie die beschriebenen Eigentümlichkeiten stärker zum Vorschein kommen.

Beide Abhängigkeiten, die vom Streuwinkel und die von der Energie, werden im Wilzynski-Diagramm dargestellt. Das hier ausgewählten Wilzynski-Diagramm (Abb. 3.1.5) ist in seiner Form für die Reaktion typisch.

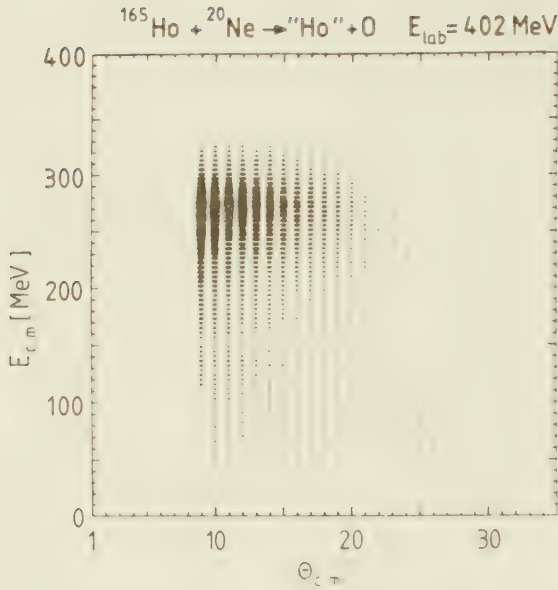


Abb. 3.1.5: Wilczynski-Darstellung des doppeldifferentiellen Wirkungsquerschnittes $d^2\sigma/dE d\Omega$ im E_{cm} -über- Θ_{cm} -Diagramm für die Reaktion $^{165}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne} \rightarrow \text{"Ho"} + \text{O}$.

3.2 Koinzidenzmeßdaten

Mit Hilfe der Abb. 3.2.1 soll zuerst einmal ein Überblick über die interessanten Aspekte der gemessenen Reaktion $^{165}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne} \rightarrow \text{"Ho"} + \text{"Ne"} + n$ ("Ho" - Holmium-, "Ne" - Neon-ähnliche Fragmente) gegeben werden. Dargestellt sind hier die in Koinzidenz zu den Ne-Kernen bei einer Zählerkombination mit kleinem Relativwinkel ($\theta_{\text{HI}} = -10^\circ$, $\theta_n = -8^\circ$) gemessenen Neutronen.

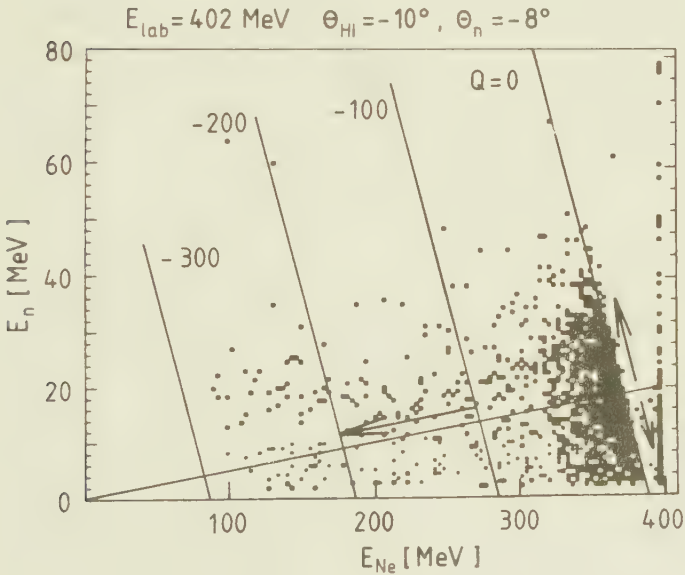


Abb. 3.2.1: Zweidimensionale Darstellung der Neutronenenergie E_n über der Ne-Energie, gemessen bei $\theta_{\text{HI}} = -10^\circ$, $\theta_n = -8^\circ$ (Laborsystem). Die Reaktions Q -Werte sind als Linien in 100MeV-Schritten und senkrecht dazu ist die Gerade eingetragen, auf der die Neutronen liegen, welche mit einer Relativenergie $E_{n\text{-rel}} = 0$ MeV vom Ne-Fragment emittiert wurden.

Die untere Schwelle der Neutronen wurde im Analysierprogramm auf $E_S = 2$ MeV gesetzt, die der MeBelektronik lag bei ≈ 0.8 MeV. Die durchgezogene Linie gibt den Ort aller gemessener Neutronen an, die mit der Relativenergie $E_{n-rel} = 0$ MeV emittiert wurden. Bewegt man sich in diesem Diagramm von der Linie weg, so findet man zu größeren Neutronenenergien E_n hin Neutronen, die mit zunehmender Relativenergie E_{n-rel} vorwärts, also in Flugrichtung des Schwerions emittiert werden.

Unterhalb der Linie befinden sich die vom Projektil entgegengesetzt zur Flugrichtung emittierten sowie die relativ langsamen vom targetähnlichen Fragment emittierten Neutronen. Entlang dieser Linie zu kleineren Schwerionenenergien E_{HI} hin wird der negative Reaktions-Q-Wert zunehmend größer. Die bei hohen Schwerionenenergien sichtbare Linie zeigt einige zufällig registrierte, elastisch gestreute Ne-Kerne. Diese sind von den übrigen Meßdaten gut getrennt und können so leicht ausgegrenzt werden. Projiziert man diese Darstellung auf die Neutronenenergieachse, so erhält man Abb. 3.2.2.

In dieser Darstellung erkennt man sehr schön die verschiedenen Anteile, aus denen sich das Neutronenenergiespektrum zusammensetzt. Bei kleinen Neutronenenergien dominiert der vom "Ho"-Fragment stammende Anteil. Er fällt zu höheren Energien hin, wie durch die gestrichelte Linie angedeutet, stark ab. Das breite Maximum symmetrisch um 20 MeV entspricht der Neutronenemission aus dem schnell bewegten projektilähnlichen Fragment (20 MeV/Nukleon). Man erkennt hier und schon in Abb. 3.2.1, daß der größte Teil der Meßdaten durch sequentielle isotrope Neutronenemission erklärt werden kann. Dieses soll aber später noch klarer gezeigt werden.

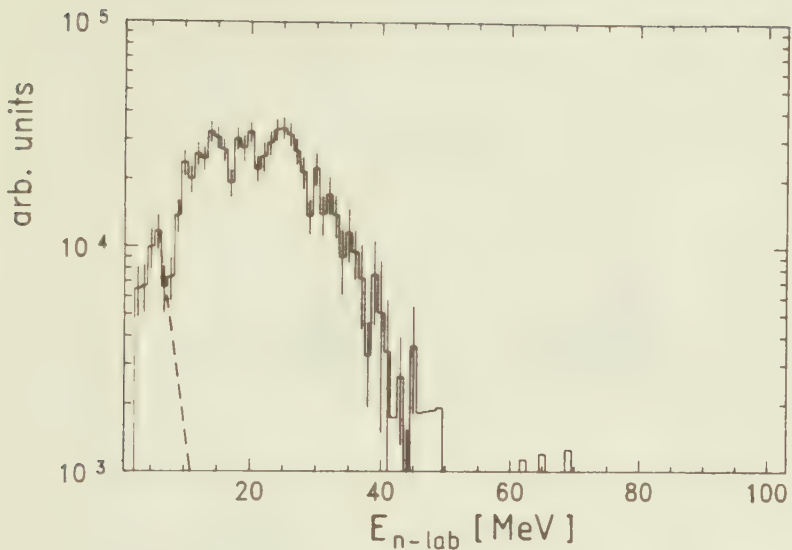


Abb. 3.2.2: Projektion der Abb. 3.2.1 auf die E_n -Achse. Die gestrichelte Linie deutet den Anteil der vom targetähnlichen Fragment stammen Neutronen an.

Projiziert man Abb. 3.2.1 auf die E_{HI} -Achse, so erhält man Abb. 3.2.3. Hieran erkennt man wieder bei den höchsten Energien die elastischen Ereignisse, dann den Hauptanteil, die quasielastisch (QE) gestreuten, und bei kleineren Energiewerten schließlich die tiefinelastischen (DI) Ne-Kerne. Die Energiebreite der quasielastischen Ereignisse läßt sich im wesentlichen auf die Teilchenemission zurückführen. Dies wird in Abb. 3.2.1 deutlich. Man erkennt dort eine Häufung der Ereignisse entlang der Linie $Q=0$ MeV für die Reaktion:



Würde man die Meßdaten entlang dieser Linie projizieren,

oder, -was gleichbedeutend ist-, für jedes Ereignis die Neutronenenergie zur Schwerionenenergie addieren und dann auf die Summenenergie $E_{HI} + E_N = E_P - S_N (-Q=0)$ (E_P - Einschußenergie, S_N - Neutronenbindungsenergie) projizieren, so ergäbe das eine wesentlich schmalere Linie (vergleiche Abb. 3.2.5 für Ne). Diese schmalere Energiebreite widerspiegelt die Q-Wert-Verteilung der Reaktion.

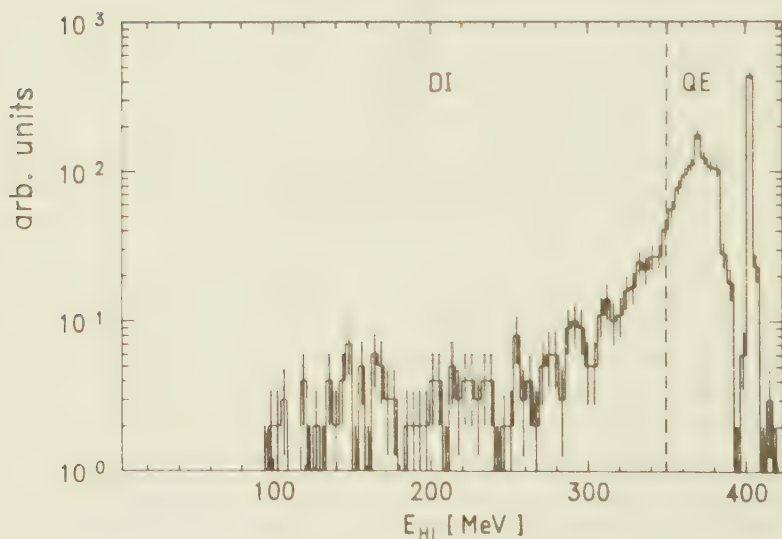


Abb. 3.2.3: Projektion der Abb. 3.2.1 auf die E_{HI} -Achse. Die Ne-Fragmente wurden für die weiteren Untersuchungen in einen quasielastischen (QE) und einen tiefinelastischen (DI) Anteil unterteilt.

In Abb. 3.2.4 wird (wie in Abb. 3.2.1) die Neutronenenergie über der Schwerionenenergie aufgetragen, hier jedoch für F, O, C und B.

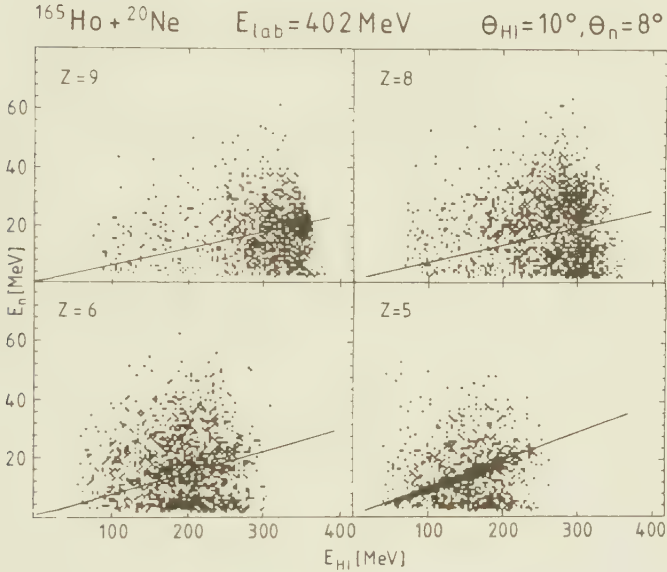


Abb. 3.2.4: Zweidimensionale Darstellung der Neutronenenergie E_n über der Schwerionenenergie E_{HI} (wie Abb. 3.2.1) für vier verschiedene Elemente (Z). Die eingezeichneten Geraden zeigen den Ort der Meßpunkte, für die das Neutron mit der Relativenergie $E_{n\text{-rel}} = 0 \text{ MeV}$ emittiert wurde.

Für $Z=9$, Fluor, erkennt man, daß der größte Anteil der Punkte bei kleinen Reaktions- Q -Werten ($Q=0 \text{ MeV}$, entspricht hohen Schwerionenenergien) eine ebenfalls geringe Relativenergie $E_{n\text{-rel}} = 0 \text{ MeV}$ (eingezeichnete Gerade) aufweist. Es gibt nur wenige tiefinelastische Ereignisse, jedoch ist der quasielastische Anteil schon wesentlich breiter als in Abb. 3.2.1 und zu niedrigeren Energien hin verschoben. Diese Tendenz setzt sich zu kleineren Kernladungszahlen hin fort.

Für Sauerstoff ($Z=8$) sind die "quasielastischen" Ereignisse noch breiter verteilt. Die Energieverbreiterung wird hier in ähnlicher Weise, wie vorher für die Neutronen (Abb. 3.2.3/3.2.4) besprochen, von den auch emittierten α -Teilchen hervorgerufen. Die Meßpunkte sind spiegelsymmetrisch um die eingezeichnete Gerade ($E_n - \text{rel} = 0$ MeV). Im Gegensatz zum Fluor (AJZ78) werden beim Sauerstoff (AJZ82) im wesentlichen höher liegende Zustände besetzt, so daß diese anschließend durch sequentiellen Zerfall emittierten Neutronen eine höhere Relativenergie erhalten. Für Kohlenstoff ($Z=6$) sieht man nur noch eine breite Verteilung tiefinelastischer Ereignisse. Bei Neutronenenergien $E_n < 8$ MeV sieht man einen großen Anteil niederenergetischer von "B"-Fragment stammender Neutronen, was sich auch schon beim Sauerstoff andeutete. Das letzte in Abb. 3.2.4 dargestellte Diagramm zeigt die in Koinzidenz mit Bor ($Z=5$) gemessenen Neutronen. Diese Darstellung ist besonders interessant, da man hier eine Häufung der Punkte auf der eingezeichneten Geraden ($E_n - \text{rel} = 0$ MeV) findet. Eine nähere Untersuchung dieser Anhäufung von Punkten hat ergeben, daß selbst solche tiefinelastische Reaktionen, die zum Endprodukt Bor führen, im wesentlichen durch sequentielle, isotrope Neutronenemission zerfallen. Hier handelt es sich speziell um den Zerfall $^{12}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{B} + n$, wobei man im ^{12}B einen 3^- -Zustand findet, der nur 21 KeV über der Neutronenaustrittsenergie liegt (AJZ75). Es werden somit viele Neutronen mit einer geringen Relativenergie emittiert.

In Abb. 3.2.5 sind die Summen aus der Schwerionenenergie E_{HI} und der Energie des dazu in Koinzidenz gemessenen Neutrons E_n für die projektilähnlichen Elemente dargestellt. Die experimentellen Randbedingungen, unter denen diese Spektren erzeugt wurden, sind die gleichen wie für die Abb. 3.2.1-3.2.4. Man sieht sehr schön, daß das Spektrum für Neon bei Energien nahe 400 MeV eine nur etwa 20 MeV breite Anhäufung quasielastischer Ereignisse zeigt. Zu niedrigen Energien hin geht die Energieverteilung in einen breiten tiefinelastischen Anteil über.

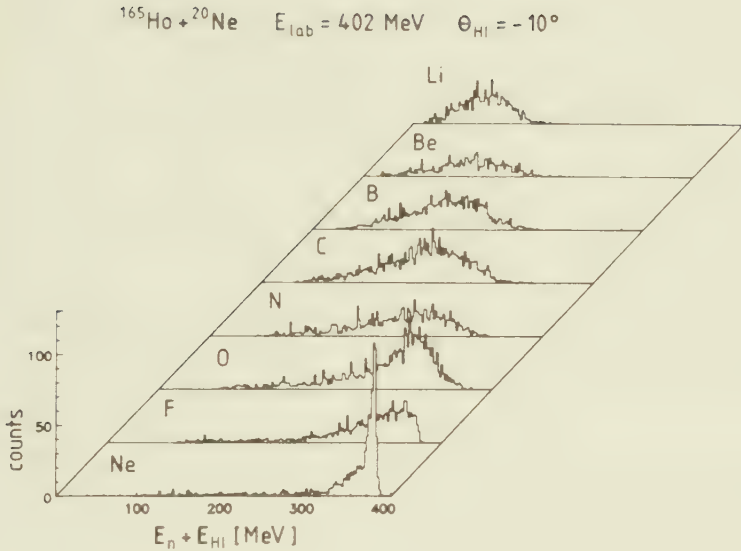


Abb. 3.2.5: Darstellung der Summenenergie $E_n + E_{\text{HI}}$ (Neutronen- plus Schwerionenenergie) für die nachgewiesenen Elemente Ne bis Li, experimentelle Randbedingungen wie in Abb. 3.2.1.

Mit zunehmendem Ladungs- und Massentransfer wird die Einteilung der Spektren in einen quasielastischen und tiefinelastischen Anteil verwuschener, sodaß schließlich die Spektren der Elemente C, B, Be und Li nur noch aus den breiten tiefinelastischen Anteilen bestehen. Entsprechend wurden die Spektren der Elemente Ne, F, O, und N für die weiteren Untersuchungen in einen quasielastischen (QE) und einen tiefinelastischen (DI) Bereich unterteilt und getrennt ausgewertet. Bis auf den fehlenden, geringen Anteil der nicht mitgemessenen kinetischen Energie des targetähnlichen Fragments ($< 10 \text{ MeV}$) gibt diese Darstellung den umgekehrt aufgetragenen Reaktions-Q-Wert wieder.

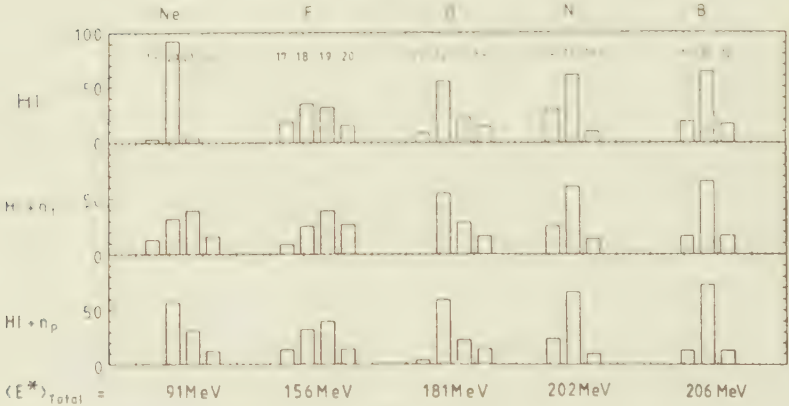
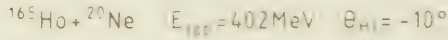
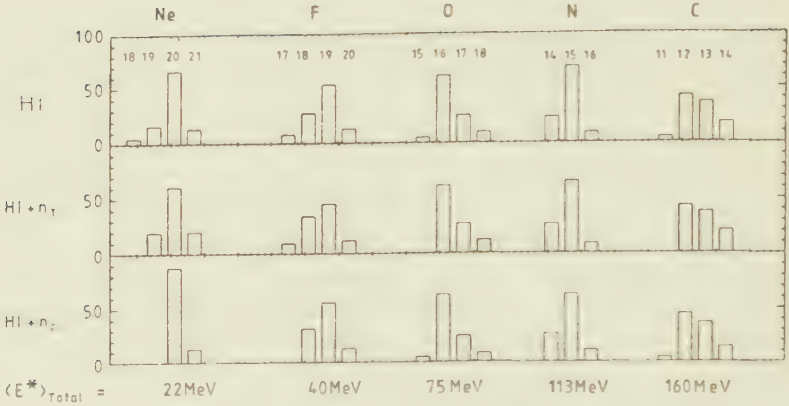
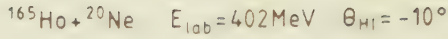


Abb. 3.2.6: Darstellung der prozentualen Isotopenanteile für inklusiv und exklusiv gemessene projektilähnliche Fragmente. In der ersten Reihe sind die inklusiven Massenverteilungen, in der zweiten Reihe sind die mit einem vom targetähnlichen Fragment stammenden Neutronen in Koinzidenz gemessenen gezeigt. Die Elemente Ne, F, O und N sind in zwei Anregungsenergiebereichen (QE und DI, vergleiche Abb. 3.2.3), C und B sind in einem dargestellt.

Abb. 3.2.6 zeigt in verschiedenen Massenkastenspektren die prozentualen Isotopenanteile für die projektilähnlichen Fragmente.

In der ersten Reihe sind jeweils die inklusiven Massenverteilungen, in der zweiten Reihe die einzelnen Elementmassen in Koinzidenz mit den Neutronen vom targetähnlichen Fragment und in der dritten Reihe die Isotope mit den koinzident gemessenen Neutronen vom projektilähnlichen Element aufgetragen. Für die Elemente Ne, F, O, und N sind je zwei Anregungsenergiebereiche dargestellt, wobei die mittlere, totale Anregungsenergie jeweils unter den für ein Element gezeigten drei Isotopenverteilungen steht. Man erkennt, daß die Isotopenverteilungen mit zunehmender Anregungsenergie breiter werden und zur neutronenreicheren Seite tendieren. Nennenswerte Unterschiede in den je drei übereinander aufgetragenen Kastenspektren lassen sich nur bei Ne erkennen.

Die quasielastisch ($E^*=22$ MeV) gestreuten Ereignisse in der ersten und zweiten Reihe liegen symmetrisch um $A=20$. Bei den Koinzidenzen zwischen den projektilähnlichen Schwerionen (HI) und den davon emittierten Neutronen n_p sieht man die Masse 20 sehr und die Masse 21 weniger stark vertreten, was aber bedeutet, daß bei dieser niedrigen Anregungsenergie vor dem Neutronenzerfall fast immer ^{21}Ne und sogar ^{22}Ne entstanden sein muß. Die Koinzidenzspektren des tiefinelastischen Anteils ($E^*=91$ MeV) sind breiter und noch stärker zur neutronenreicheren Seite hin verschoben. Die Koinzidenzen (HI+ n_p) zeigen, daß bei der Reaktion ^{21}Ne zu $\approx 60\%$, ^{22}Ne zu $\approx 30\%$ und ^{23}Ne zu $\approx 10\%$ gebildet wurden.

3.2.1 Direkte Reaktionen

Periphere Stöße entsprechen hohen Bahndrehimpulswerten und kurzen Wechselwirkungszeiten. Mit einem klassischen Trajektorienmodell von Birkelund et al. (BIR79) wurde für das System $^{165}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne}$ die Wechselwirkungszeit als Funktion des Drehimpulses l berechnet. Die in Abb. 3.2.7 dargestellten Einschubenergiewerte 190, 290 und 390 MeV entsprechen einer Relativenergie von 5, 10 und 15 MeV/Nukl. über der Coulombbarriere.

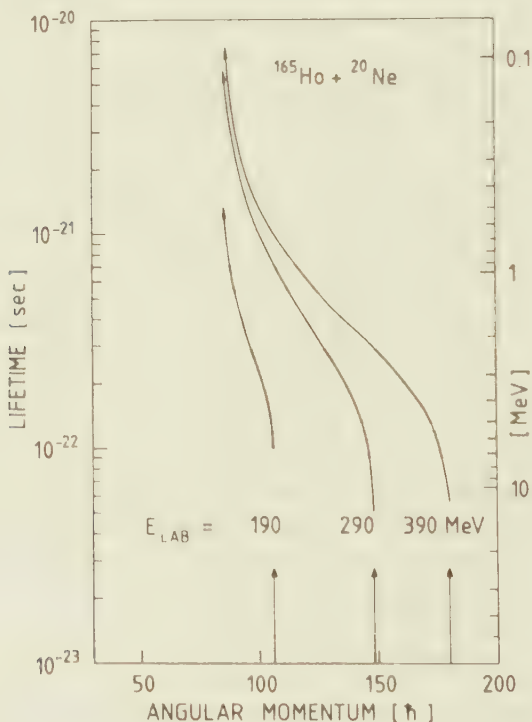


Abb 3.2.7: Diagramm der nach einem klassischen Trajektorienmodell (BIR79) berechneten Wechselwirkungszeit als Funktion des Drehimpulses l für das System $^{165}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne}$ bei verschiedenen Energien. Die Pfeile zeigen die Situation bei peripheren Stößen.

Quasielastische Ereignisse lassen wegen der sehr kurzen Wechselwirkungszeiten ($\sim 2 \cdot 10^{-22}$ s) bei Projektilenergien von 290 bzw. 402 MeV direkte Reaktionsmechanismen erwarten, die denen der Leichtenionenreaktionen sehr ähnlich sind. Es werden nur einzelne Nukleonen aufgenommen (pick-up) bzw. abgegeben (stripping), ohne daß die übrigen Reaktionspartner eine nennenswerte Anregung erfahren. In Abhängigkeit von der Lebensdauer des jeweiligen angeregten Zustandes wird ein leichtes Teilchen während der Wechselwirkungszeit durch einen Aufbruchprozeß, oder aber nach voller Beschleunigung im Coulombfeld vom einzelnen Fragment emittiert.

Betrachten wir die "Pick-up"-Reaktion $^{165}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{164}\text{Ho} + ^{21}\text{Ne}$. Hier benötigt ^{21}Ne zur sequentiellen Emission eines Neutrons $^{21}\text{Ne} \rightarrow ^{20}\text{Ne} + n$ eine Anregungsenergie $E^* > 6.76$ MeV. Die Energieniveaus und Lebensdauern für den Neutronenzerfall sind gut bekannt.

Für die ersten beiden neutroneninstabilen Zustände bei 7.21 MeV und 7.63 MeV sind die Lebensdauern $T = 6 \cdot 10^{-21}$ s bzw. $4 \cdot 10^{-20}$ s, also ~ 30 bzw. ~ 200 mal länger als die aus dem Diagramm (Abb. 3.2.7) abzulesende Wechselwirkungszeit. Bei genügend guter Energieauflösung muß man die "Pick-up"-Reaktion mit sequentielltem Zerfall aus der kinematischen Korrelation zwischen ^{20}Ne und Neutron erkennen können.

In Abb. 3.2.8 ist die aus der Flugzeit T_n der Neutronen errechnete Energie E_n über der dazu in Koinzidenz gemessenen Energie des Ne-Fragmentes E_{Ne} für die Kombination zweier Zähler ($\theta_{\text{Ne}} = -16^\circ$, $\theta_n = -15^\circ$) dargestellt, das heißt für einen mittleren Relativwinkel von 1° und einer Winkelöffnung der Zähler von $\pm 1.5^\circ$ bzw. $\pm 2^\circ$.

Man erkennt in Abb. 3.2.8, daß die Mehrzahl der beobachteten Reaktionen mit Ne im Endkanal quasielastischer Natur sind. Die durchgezogenen Linien in diesem Diagramm entstammen einer 3-Körper-Kinematik-Rechnung für die "Pick-up"-Reaktion mit nachfolgendem sequentielltem Zerfall ($^{165}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{164}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne} + n$) und repräsentieren die näher bezeichneten Reaktions Q-Werte.

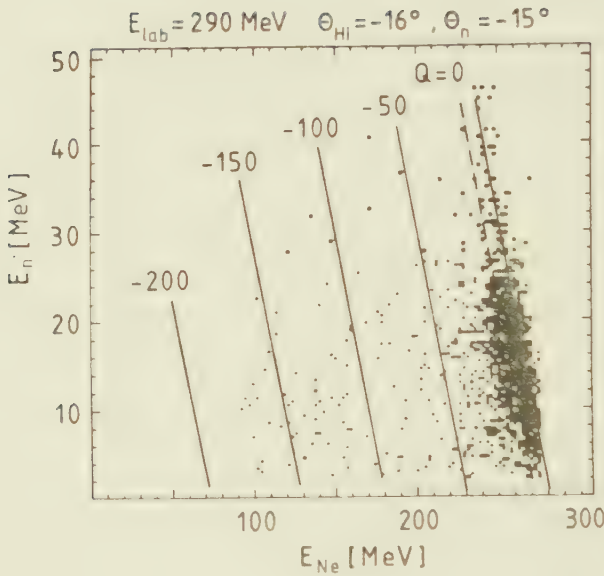


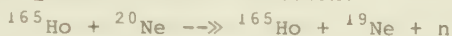
Abb. 3.2.8: Zweidimensionale Darstellung der Neutronenenergie E_n über der Ne-Energie für die Einschüßenergie $E_{lab}=290$ MeV, gemessen bei $\theta_{HI}=-16^\circ$, $\theta_n=-15^\circ$ (vergleiche Abb. 3.2.1).

Die 3-Körper-Reaktion kann erst einsetzen, wenn die Anregungsenergie (E^{*3K}) geringfügig über dem Grundzustands Q-Wert (Q_{ggg}) liegt, dann ist wegen

$$Q = Q_{ggg} - E^{*3K} \quad (3.2.1)$$

der Q-Wert $Q < Q_{ggg}$. Der 3-Körper-Grundzustands Q-Wert ist für diese Reaktion $Q_{ggg}=-7.99$ MeV. Wie man sieht, scharen sich die meisten Reaktionsereignisse um die Linie $Q=0$ MeV. Das heißt, daß keine Anregungsenergie auf das ^{164}Ho übertragen wurde, und nahezu die gesamte Anregungsenergie des ^{24}Ne

über der Neutronenschwelle beim Zerfall des ^{21}Ne in den Grundzustand des ^{20}Ne ans emittierte Neutron abgegeben wurde. Da man experimentell vor allem bei den 290 MeV-Daten nicht sicher zwischen ^{20}Ne und ^{19}Ne unterscheiden kann, ist der 3-Körper-Q-Wert für die Reaktion:



mit $Q_{\text{ggg}} = -16.9$ MeV als gestrichelte Linie eingezeichnet. Für $Q=0$ MeV kann diese Reaktion ausgeschlossen werden, da die meisten Ereignisse sich rechts von der gestrichelten Linie, also im kinematisch verbotenen Bereich befinden.

Errechnet man für die Ereignisse in Abb. 3.2.8 die Relativenergien zwischen Ne und n, so erhält man die in Abb. 3.2.9 dargestellte Verteilung dieser Energie. Das dazu erstellte 3-Körper-Kinematik-Sortierprogramm wird getrennt in Kap. 5.3 (Anhang) beschrieben.

Man erkennt ganz deutlich die durch die Striche markierten angeregten Zustände im ^{21}Ne . Die Relativenergie Null entspricht dem Schwellenwert für den Neutronenzerfall des angeregten ^{21}Ne in den Grundzustand des ^{20}Ne an. Die Form der Spektren wird wesentlich von dem zur Berücksichtigung des kinematischen Phasenraumes angebrachten Faktor (Jakobideterminante) bestimmt. Die tatsächliche Anzahl der Ereignisse wird dadurch bei niedrigen Relativenergien wesentlich reduziert und zu höheren $E_{n\text{-rel}}$ zunehmend stärker gewichtet. Zu größeren Relativenergien hin nimmt die Energieauflösung ab, die Niveaudichte wächst und es tritt der α -Zerfall des ^{21}Ne (Bindungsenergie $S_{\alpha} = 7.35$ MeV, END78) konkurrierend in Erscheinung. Behandelt man Vorwärts- und Rückwärtsemission getrennt, so findet man im Rahmen des experimentellen Fehlers etwa gleiche Intensitäten (für den 7.21-MeV-Zustand).

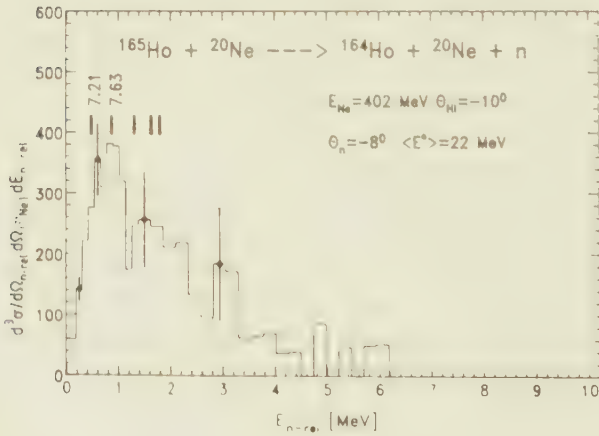
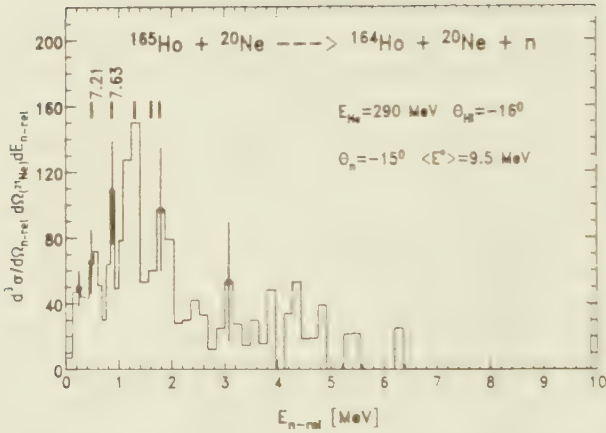


Abb. 3.2.9: Neutronenenergiespektren im Ruhesystem des ^{20}Ne . Die angeregten Zustände im ^{21}Ne sind durch Striche markiert.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß man mit der Beobachtung isolierter Zustände beim ^{21}Ne -Neutronenzerfall eine direkt gemessene obere Grenze für Reaktionszeiten bei peripheren Stößen angeben kann. Da der 7.21-MeV-Zustand in einem sequentiellen Zerfall beobachtet wird, das Neutron somit aus dem im Coulombfeld voll beschleunigten Fragment stammt, muß die Wechselwirkungszeit der beiden Kerne wesentlich kleiner als die Lebensdauer des Zustandes ($6 \cdot 10^{-21}\text{s}$) gewesen sein. Damit erscheint die von Birkelund (BIR79) unter einigen Annahmen berechnete Reaktionszeit für periphere Stöße $t_R < 2 \cdot 10^{-22}\text{s}$ im gewählten System gegenüber der ≈ 30 mal längeren Lebensdauer des 7.21-MeV-Zustandes als sinnvolle Größe.

3.2.2 Anpassung und Interpretation der Kerntemperatur

Bei der bisher betrachteten direkten Reaktion:



erhielt das projektilähnliche Fragment eine Anregungsenergie von etwa 10 MeV, wohingegen die Anregung des targetähnlichen Fragmentes verschwindend gering ≈ 0 MeV war. Es stellt sich nun die Frage, wie die Anregungsenergie bei allen anderen peripheren Stößen mit höherem Reaktions-Q-Wert auf die Reaktionspartner aufgeteilt wird. Eine Aussage über die in innere Freiheitsgrade gegangene kinetische Energie erhält man entweder aus der Anzahl der jeweils von einem Reaktionsprodukt emittierten Neutronen, oder - nach dem statistischen Modell - aus der Kerntemperatur. Die Neutronenmultiplizität ist jedoch nur bei schweren Fragmenten ein gutes Maß für die Anregungsenergie, denn nur hier ist die Emission von Neutronen gegenüber der geladener Teilchen wegen des Coulombpotentials bevorzugt.

Die Temperatur der in der Reaktion erzeugten Fragmente wurde mit Hilfe eines Rechenprogrammes zur Anpassung der Neutronenenergiespektren nach der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung ermittelt. Man geht von einem 2-Körper-Stoß zwischen Projektil und Target aus, berechnet sich den Winkel, unter dem das nicht nachgewiesene schwere Fragment aus dem Target austritt, und unter Berücksichtigung des gemessenen totalen kinetischen Energieverlustes auch seine mittlere kinetische Energie. Beide Reaktionsprodukte werden als isotrop in ihrem jeweiligen Ruhesystem emittierende Quellen angesehen. Da die Reaktionspartner $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$ sehr verschiedene Massen haben, hat man eine leichte, schnelle, sich in Richtung des Nachweiswinkels bewegend und eine langsame, schwere, zu größeren Winkeln, auf die gegenüberliegenden Seite der Meßebene laufende Neutronenquelle. Wie in Abb. 3.2.10 zu sehen ist, werden die gemessenen Neutronenenergiespektren bei kleinen Nachweiswinkeln und für große Neutronenenergien (schräg schraffierter Bereich) an die projektilähnliche Quelle und für große Nachweiswinkel und geringe Neutronenenergien (senkrecht schraffierter Bereich) an die targetähnliche Quelle angepaßt. Die zur Anpassung der

langsamen Quelle benutzte Formel 3.2.2 wurde nach dem statistischen Modell für die Emission einer Kaskade von Neutronen gewählt (HIL79)

$$\left(\frac{d^3\sigma(\theta)}{dE_n^{\text{lab}} d\Omega_n^{\text{lab}} d\Omega_{\text{HI}}^{\text{lab}}} \right) T = \frac{M_T \cdot \sqrt{E_n^{\text{lab}}}}{2(\pi \cdot T_T)^{3/2}} \cdot \exp(-E_n^{\text{cm}}/T_T) \quad (3.2.2)$$

$$E_n^{\text{cm}} = E_n^{\text{lab}} - 2 \cdot (\epsilon_T \cdot E_n^{\text{lab}})^{1/2} \cdot \cos(\theta_T^{\text{lab}} - \theta_n^{\text{lab}}) + \epsilon_T$$

Wobei M_T , T_T , ϵ_T und θ_T die Multiplizität, Temperatur, Energie pro Nukleon und Rückstoßwinkel (im Laborsystem) der targetähnlichen Fragmente, E_n und θ_n die Energie und der Nachweiswinkel der Neutronen sind.

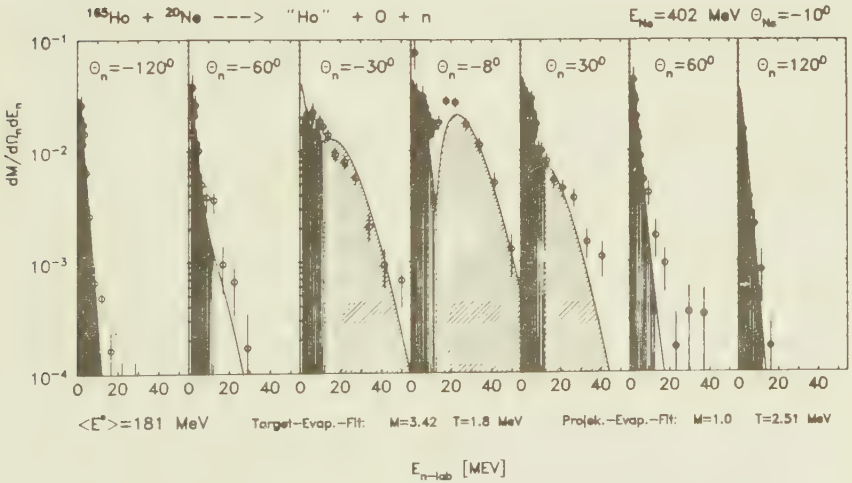


Abb. 3.2.10: Neutronenenergiespektren in Koinzidenz mit tiefinelastischen Sauerstofffragmenten im Laborsystem. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der besten Spektrenanpassung unter der Annahme isotroper Neutronenemission aus dem Ruhesystem zweier Quellen, dem Sauerstofffragment und dem targetähnlichen Fragment. Die längsschraffierten Flächen zeigen den Bereich für die Anpassung der Targettemperatur, die schrägschraffierten den Bereich für die Anpassung der Projektiltemperatur.

Eine Anpassung der Spektren an die projektilähnliche Quelle wurde anfangs ebenso nach Formel (3.2.2) versucht. Der Spektrenverlauf der vom projektilähnlichen Fragment stammenden Neutronen konnte damit jedoch nicht hinreichend gut beschrieben werden. Da die projektilähnliche Quelle im Mittel weniger als ein Neutron emittiert, wurde nicht die Formel für eine Kaskade von Neutronen, sondern ein Maxwellspektrum (WEI37)

$$\left(\frac{d^3\sigma(\theta)}{dE_n^{\text{lab}} d\Omega_n^{\text{lab}} d\Omega_{\text{HI}}^{\text{lab}}} \right)^P = \frac{M_P \cdot \sqrt{E_n^{\text{lab}} \cdot E_n^{\text{cm}}}}{4\pi \cdot T_P^2} \cdot \exp(-E_n^{\text{cm}}/T_P) \quad (3.2.3)$$

$$E_n^{\text{cm}} = E_n^{\text{lab}} - 2 \cdot (\epsilon_P \cdot E_n^{\text{lab}})^{1/2} \cdot \cos(\theta_P^{\text{lab}} - \theta_n^{\text{lab}}) + \epsilon_P$$

zur Anpassung der Spektren benutzt. Der Index P steht in dieser Formel für das projektilähnliche Fragment, ansonsten werden die gleichen Bezeichnungen wie in Formel (3.2.2) verwendet.

Wegen der zu größeren Winkeln hin stark abfallenden Primärwinkelverteilungen der inklusiven Schwerionenspektren, wurde der Rückstoß auf das Schwerion bei der Emission von Neutronen berücksichtigt. Dies geschah dadurch, daß man die gemessene Primärwinkelverteilung in Form eines Polynoms eingeben und die ursprüngliche Richtung des nachgewiesenen Kerns berechnet hat. Die Korrektur des Schwerionenwinkels wird als Funktion der Neutronenenergie E_n

$$\delta\theta \sim f(E_n) \quad (3.2.4)$$

berechnet und geht auf folgende Weise

$$K(\pm\delta\theta) = \frac{\sigma(\theta_0 \pm \delta\theta)}{\sigma(\theta_0)} \quad (3.2.5)$$

als Korrekturfaktor in die Berechnung des Wirkungsquerschnittes ein.

Die Spektrenanpassung geschah bei bis zu 10 Nachweiswinkeln in der Meßebeine gleichzeitig.

Als Beispiel für die Ergebnisse dieses Vorgehens sind in Abb. 3.2.10 und 3.2.11 die Neutronenenergiespektren bei verschiedenen Winkeln in Koinzidenz mit Sauerstofffragmenten gezeigt.

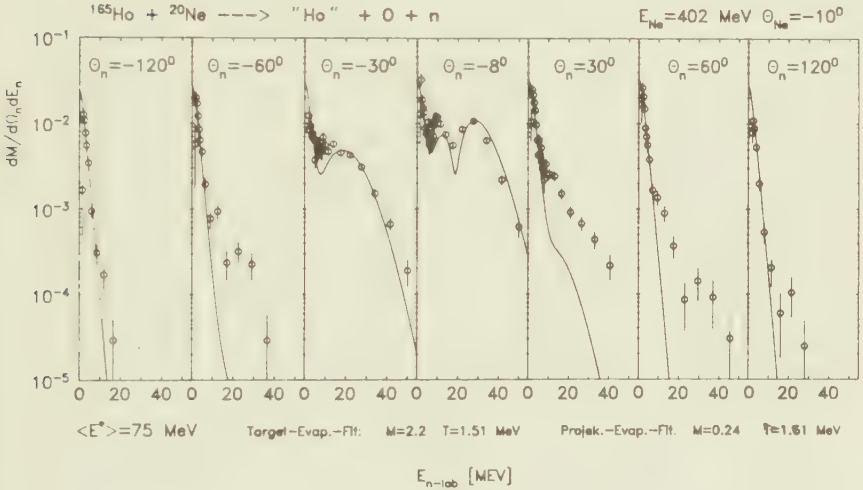


Abb. 3.2.11: wie Abb. 3.2.10, jedoch in Koinzidenz mit quasielastischen Sauerstofffragmenten.

Die beiden Abbildungen unterscheiden sich darin, daß in Abb. 3.2.10 hohe Anregungsenergien mit $\langle E^* \rangle = 181 \text{ MeV}$ und in Abb. 3.2.11 niedrigere mit $\langle E^* \rangle = 75 \text{ MeV}$ dargestellt sind. Die für verschiedene Anregungsenergien erhaltenen Parameter der Temperatur und Multiplizität sind in der Tab. 3.2.1 noch einmal zusammengestellt.

Tabelle 3.2.1: Parameter für die Neutronenverdampfung der target- und projektilähnlichen Fragmente aus der Reaktion $^{165}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne}$ (für die Einschubenergien 290 und 402 MeV), die nach der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung unter Verwendung der Formeln (3.2.2 und 3.2.3) an die Neutronenenergiespektren angepasst wurden.

Element	$\langle E^* \rangle$	M_T	T_T	M_P	T_P
290 MeV, $\theta_{HI} = -16^\circ$					
B	149.	$6. \pm 0.5$	1.6 ± 0.3	0.3 ± 0.1	1.5 ± 0.3
C	136	4.8 ± 0.4	1.7 ± 0.3	0.5 ± 0.1	2.0 ± 0.2
N	80	2.5 ± 0.3	1.6 ± 0.3	0.22 ± 0.05	1.55 ± 0.2
N	143	4.8 ± 0.5	1.85 ± 0.2	0.9 ± 0.1	1.85 ± 0.2
O	50	2.3 ± 0.1	1.15 ± 0.1	0.14 ± 0.05	1.4 ± 0.2
O	116	2.1 ± 0.1	2.0 ± 0.1	0.85 ± 0.1	1.7 ± 0.2
F	22	1.0 ± 0.1	0.95 ± 0.1	0.08 ± 0.05	0.9 ± 0.2
F	71	2.0 ± 0.2	1.7 ± 0.2	0.7 ± 0.1	1.5 ± 0.2
Ne	9.5	0.5 ± 0.2	0.8 ± 0.2	0.07 ± 0.05	0.6 ± 0.2
Ne	37.	0.6 ± 0.1	1.2 ± 0.3	0.5 ± 0.1	1.4 ± 0.2
402 MeV, $\theta_{HI} = -10^\circ$					
B	206	5.5 ± 0.3	2.03 ± 0.1	0.4 ± 0.05	1.8 ± 0.1
C	160	4.14 ± 0.2	1.98 ± 0.1	0.52 ± 0.05	2.15 ± 0.2
N	113	2.8 ± 0.2	1.71 ± 0.1	0.33 ± 0.05	1.91 ± 0.2
N	202	3.56 ± 0.2	2.17 ± 0.1	0.87 ± 0.1	2.58 ± 0.2
O	75	2.2 ± 0.1	1.51 ± 0.1	0.24 ± 0.05	1.61 ± 0.1
O	181	3.42 ± 0.1	1.8 ± 0.1	1.0 ± 0.05	2.51 ± 0.1
F	40	0.93 ± 0.1	1.32 ± 0.1	0.1 ± 0.05	1.8 ± 0.1
F	156	2.2 ± 0.1	1.7 ± 0.1	0.67 ± 0.1	2.4 ± 0.1
Ne	22	0.3 ± 0.1	1.24 ± 0.2	0.1 ± 0.05	1.2 ± 0.2
Ne	91	0.24 ± 0.05	1.44 ± 0.2	0.1 ± 0.05	2.2 ± 0.3

Wie man in Abb. 3.2.11 sieht, werden die bei Winkeln $>30^\circ$ gemessenen, hohen Neutronenenergien nicht ausreichend gut von den angepaßten Kurven wiedergegeben. Es wurde zuerst vermutet, daß diese Diskrepanz daher rührt, daß die wahren experimentellen Gegebenheiten durch die Anpassung mit den Exponentialkurven nur stark vereinfacht wiedergegeben werden. Aus diesem Grunde wurde ein Monte-Carlo-Programm erstellt, das die 3-Körper-Reaktions-Kinematik nachvollzieht und somit das Experiment simuliert. Dem Programm liegt im wesentlichen folgendes Schema zu Grunde: Zuerst erzeugt man sich mit Hilfe des 3-Körper-Kinematik-Programmes im DATA8M für eine Zählerkombination mit kleinem Relativwinkel (Schwerionenzähler nahe am Streifwinkel θ_{gr}) ein Relativenergiespektrum E_{n-rel} zwischen Neutron und Schwerion. Mit diesem Spektrum als Eingabe berechnet man das Neutronenenergiespektrum im Laborsystem unter Annahme der Isotropie. Dabei berücksichtigt man über die eingegebene Winkelverteilung der inklusiven Schwerionen den Einfluß des Rückstoßes bei der Neutronenemission auf den -stark vom Primärwinkel des Schwerions abhängigen- Wirkungsquerschnitt. Zusätzlich kann die Anregungsenergieverteilung in Form einer Gaußschen Glockenkurve eingegeben werden. Man projiziert sozusagen das unter einem kleinen Relativwinkel gewonnene Relativenergiespektrum auf alle anderen Neutronennachweiswinkel unter der Annahme der Isotropie. Berücksichtigt werden dabei der Rückstoß, die Anregungsenergieverteilung und alle geometrischen Randbedingungen. Die genaue Beschreibung dieses "Monte-Carlo"-Rechenprogramms erfolgt in Kap. 5.4 (Anhang).

Die bei kleinen Relativwinkeln ($\theta_{HI}=-10^\circ$, $\theta_n=-8^\circ$ bzw. $-16^\circ/-15^\circ$) gewonnenen Relativenergiespektren beinhalten Ereignisse bis zu max. 8 MeV. Man kann annehmen, daß im Experiment noch Ereignisse mit höherer Relativenergie auftreten, die man wegen der geringen Ansprechwahrscheinlichkeit der n-Detektoren für hochenergetische Neutronen jedoch nicht registriert hat. Das experimentelle Relativenergiespektrum wurde deshalb mit der vorher angepaßten Exponentialfunktion $\sqrt{E} \cdot e^{-E/T}$ bis zu einer Relativenergie von 30 MeV extrapoliert (Abb. 3.2.12).

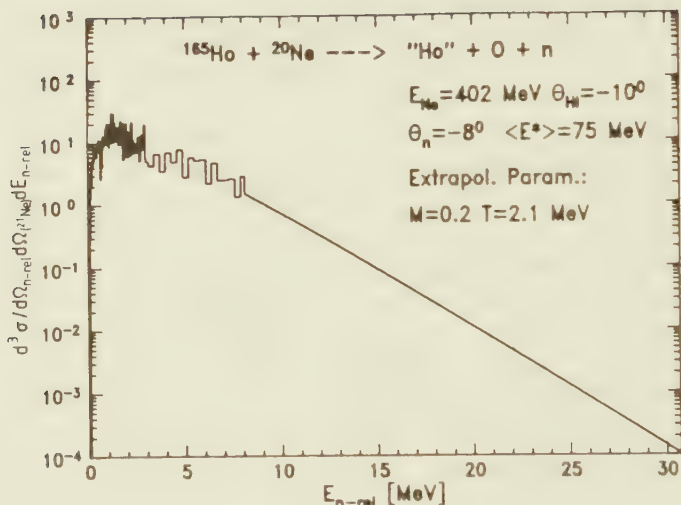


Abb. 3.2.12: Experimentelles Neutronenenergiespektrum im Ruhesystem des nachgewiesenen Sauerstofffragmentes mit einer angepaßten Exponentialfunktion bis 30 MeV extrapoliert (siehe Text).

Obwohl die zur Extrapolation benutzte Temperatur mit $T_p = 2.1 \text{ MeV}$ höher als die beim besten Fit gefundene Temperatur $T_p = 1.61 \text{ MeV}$ gewählt wurde, konnten die hochenergetischen Neutronen bei Winkeln $> 30^\circ$ nicht ausreichend gut beschrieben werden (Abb. 3.2.13).

Hieraus folgt, daß diese Neutronen nicht von den Fragmenten sequentiell verdampft wurden, sondern aus einem Vorgleichgewichtsprozeß stammen mußten. Aus der Interpretation der zentralen Stöße (HOL83) weiß man, daß die Prääquilibriumneutronen mit dem Exzitonenmodell beschrieben werden können. Für das 402-MeV-Experiment ergaben sich nach der Anpassung

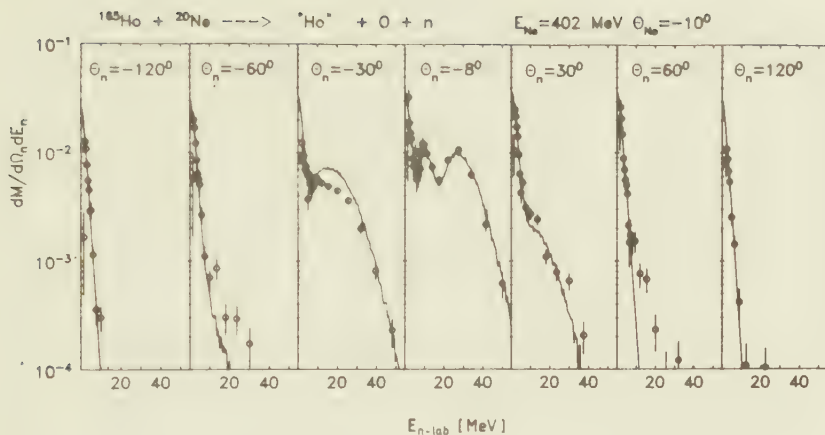


Abb. 3.2.13: Neutronenenergiespektren in Koinzidenz mit den quasielastischen O-Fragmenten im Laborsystem. Die eingezeichneten Histogramme bzw. Kurven sind eine Summe aus dem Ergebnis einer Monte-Carlo-Rechnung zur Simulation der isotropen Teilchenemission (mit dem Spektrum in Abb. 3.2.12 als Eingabe, siehe Text) und einer an die vom targetähnlichen Fragment emittierten Neutronen angepaßten Komponente ($M_T=0.2$, $T_T=1.51$ MeV).

der mit Verdampfungsrestkernen koinzidenten Vergleichsgewichtsneutronen mit einer Exponentialfunktion des Types $\sqrt{E} \cdot e^{-E/T}$ (Formel 3.2.2) für die Multiplizität $M=1.5$, die Temperatur $T=8.6$ MeV und die kinetische Energie $\epsilon=5.6$ MeV/Nukleon (Abb. 3.2.14).

Verwendet man für die vorher betrachteten Spektren diesen Temperaturwert und paßt die Multiplizität der Spektrenhöhe an, so erkennt man, daß mit diesem zusätzlichen Anteil von Prääquilibriumneutronen die vollständige Erklärung der Spektren möglich wird (Abb. 3.2.15).

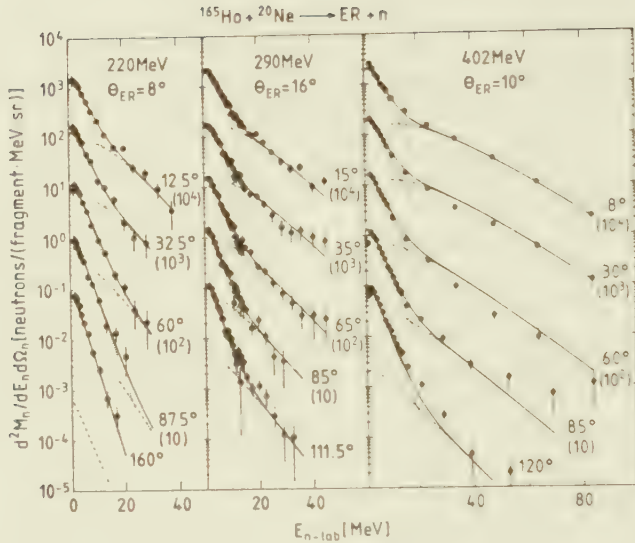


Abb. 3.2.14: Neutronenenergiespektren in Koinzidenz mit Verdampfungsrestkernen (ER) gemessen bei $\theta_{\text{ER}} = 8^\circ, 16^\circ, 10^\circ$ für die Einschubenergien 220, 290 und 402 MeV (HOL83). Die punktierte Linie gibt den Anteil der Verdampfungskomponenten, die strichpunktierte Linie den der Vergleichsgewichtskomponente wieder.

Die Neutronenmultiplizitäten für die Bereiche niedriger bzw. hoher Anregungsenergie wurden zu $M = 0.2$ bzw. 0.4 angepaßt. Diese niedrigen Multiplizitätswerte erscheinen durchaus sinnvoll, da nicht 20 Nukleonen wie bei den zentralen Stößen, wo $M=1.5$ war, sondern in diesem Falle nur vier Nukleonen transferiert wurden.

Für die Tatsache, daß die Spektren durch den gleichen Temperaturwert wie die Vergleichsgewichtsneutronen vom Verdampfungsrestkern beschrieben werden konnten, gibt das Exzitononenmodell die Erklärung. Hiernach hängt die Spektrenform von der pro Exziton übermittelten Anregungsenergie ab.

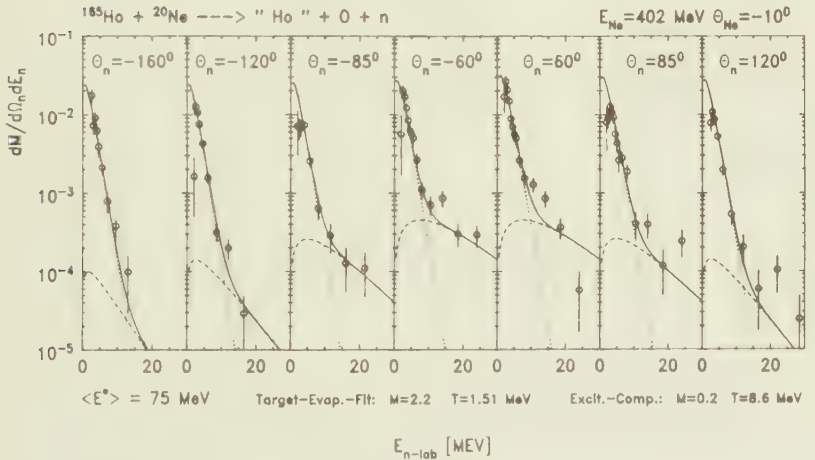
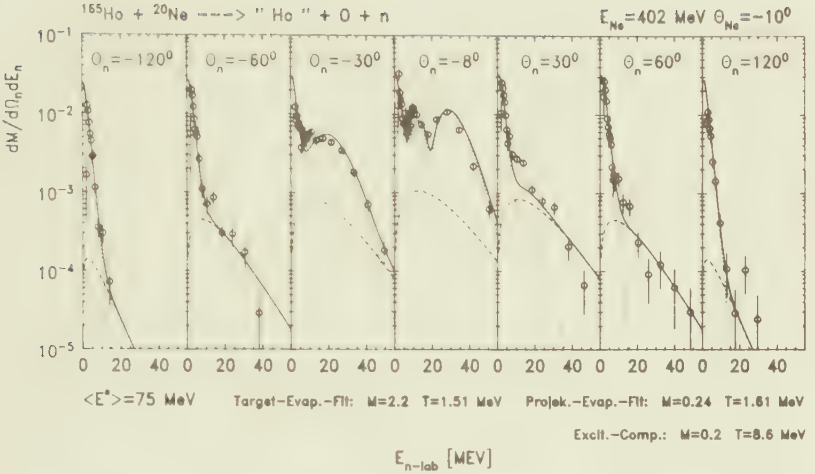
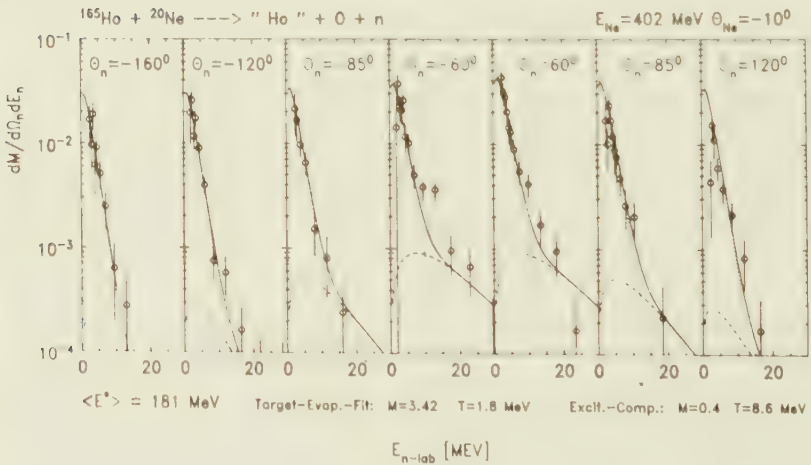
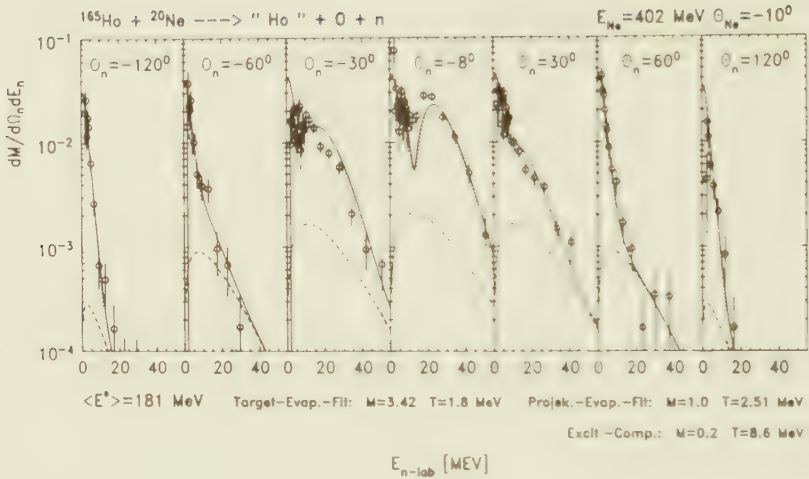


Abb 3.2.15: Neutronenenergiespektren in Koinzidenz mit quasielastischen ($\langle E^* \rangle = 75 \text{ MeV}$) bzw. tiefinelastischen ($\langle E^* \rangle = 181 \text{ MeV}$, nächste Seite!) O-Fragmenten im Laborsystem. Die unteren Teilbilder haben eine andere Energieskala und zeigen teilweise andere Neutronennachweiswinkel. Die durchgezogene Linie setzt sich zusammen aus den beiden an



(noch Abb. 3.2.15) die Spektren angepassten Verdampfungskomponenten (punktierte Linie, vergleiche auch Abb. 3.2.10/11) und einer Vergleichsgewichtskomponenten (gestrichelte Linie), die mit den gleichen Werten errechnet wurde, wie sie die Auswertung der Verdampfungsrestkerne (Abb. 3.2.14) ergab (siehe Text).

Wenden wir uns nun wieder der Interpretation der sich im thermischen Gleichgewicht befindlichen Reaktionsprodukte zu. Trägt man die an das Experiment angepaßten Temperaturwerte T_P (für das projektilähnliche Fragment) über T_T (für das targetähnliche Fragment) gegeneinander auf, so erhält man die in Abb. 3.2.16 dargestellte Temperaturverteilung.

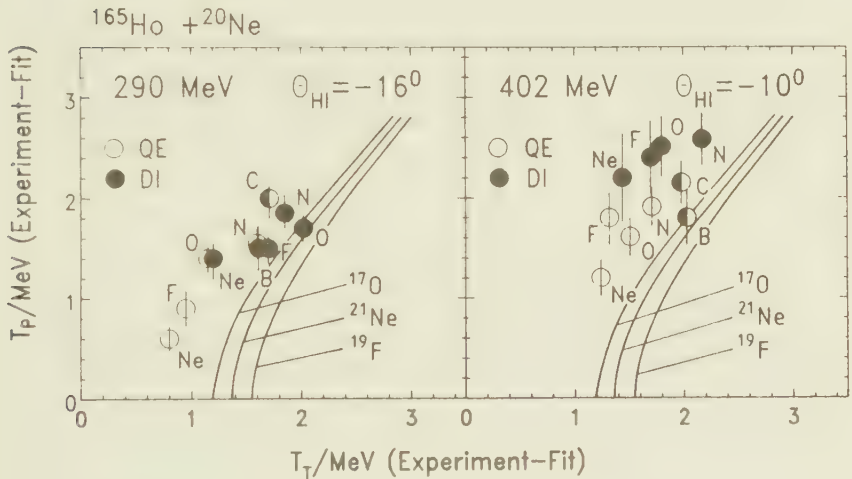


Abb. 3.2.16: Darstellung der an das Experiment angepaßten Temperaturen des projektilähnlichen Fragmentes über denen des targetähnlichen (vergleiche Tab. 3.2.1). Die durchgezogenen Linien beschreiben die aus der Targettemperatur T_T unter der Annahme massenproportionaler Energieaufteilung abgeleitete Anregung der projektilähnlichen Fragmente (siehe Text).

Die Temperaturen wurden für beide Einschußenergien 290/402 MeV und die zugehörigen Schwerionendetektorwinkel $-16^\circ/-10^\circ$ aufgetragen. Die nicht ausgefüllten Punkte stellen die

Ergebnisse der quasielastischen Energiebereiche, die ausgefüllten die der tiefinelastischen dar. Für Bor und Kohlenstoff wurde nur ein Energiebereich betrachtet. Diese Punkte sind deshalb halbausgefüllt. In der Abb. 3.2.16 für 290 MeV Einschußenergie sieht man, daß die Temperaturen etwa gleich sind. Das bedeutet, daß hier, wie schon von Hilscher et al. (HIL79) beschrieben, die Anregungsenergie proportional zu den Massen aufgeteilt wurde:

$$\frac{E_T^*}{A_T} = \frac{E_P^*}{A_P} \quad (290 \text{ MeV}) \quad (3.2.6)$$

Die 402 MeV-Ergebnisse zeigen jedoch, daß hier die Projektiltemperatur höher als die Targettemperatur ist. Die Anregungsenergie ist also nicht mehr massenproportional, sondern

$$\frac{E_T^*}{A_T} < \frac{E_P^*}{A_P} \quad (402 \text{ MeV}) \quad (3.2.7)$$

Grundsätzlich mißt man über die Neutronenenergiespektren die Niveaudichte des durch Zerfall entstandenen Folgekernes, nicht aber die des primären Fragmentes. Somit unterscheidet sich die ermittelte Kerntemperatur von der zu bestimmenden des Ausgangskernes. Die aus dem projektilähnlichen Fragment ermittelte Kerntemperatur ist besonders deshalb eine unsichere Größe, weil die Anregungsenergie E_P^* nicht groß gegenüber der Neutronenbindungsenergie S_n ist. Für die einzelnen betrachteten Kerne müßten Schalenkorrekturen eingeführt und unterschiedliche Niveaudichten berücksichtigt werden.

Nur für die direkt aus der Reaktion stammenden angeregten Kerne bedeutet statistisches Gleichgewicht, daß $T_T = T_P$ bzw.

$$\frac{E_T^*}{a_T} = \frac{E_P^*}{a_P} \quad (3.2.8)$$

sein muß, wobei a_P und a_T die Niveaudichteparameter der angeregten Kerne sind.

Die experimentell bestimmte Temperatur des projektilähnlichen Fragmentes mißt über die Kerntemperatur lediglich die um die Bindungsenergie verminderte Anregungsenergie

$$T_P = \sqrt{(E_P^* - S_n) / a_P} \quad (3.2.9)$$

Zusätzlich konkurriert noch die Emission leichter geladener Teilchen mit dem Neutronenzerfall. Diese Schwierigkeiten treten nicht auf, wenn man bei seinen Betrachtungen von der Targettemperatur ausgeht. Die Anregung der schweren Targetkerne ist so hoch, daß die Neutronenbindungsenergie vernachlässigt werden kann. Die Emission geladener Teilchen wird vom Coulombpotential stark behindert. Für die Temperatur des targetähnlichen Fragmentes, das eine Kaskade von Neutronen emittiert, gilt (LC059, LAN64)

$$T_T = \frac{11}{12} \cdot \sqrt{E_T^* / a_T} \quad (3.2.10)$$

Die einzige Unsicherheit besteht hier in dem über die Reaktionskinematik aus der Messung des projektilähnlichen Fragmentes bestimmten Q-Wertes. Der Einfluß dieses Fehlers auf die Geschwindigkeit und den Ablenkwinkel des targetähnlichen Fragmentes und damit auf Energie- und Winkelverteilung der von diesem Fragment emittierten Neutronen ist jedoch relativ zum vorher Diskutierten vernachlässigbar.

Will man nun die Frage klären, ob statistisches Gleichgewicht während der Reaktion erreicht wurde, so ist es notwendig, vom sicher bestimmten Temperaturwert des targetähnlichen Fragmentes auszugehen.

Wenn aber statistisches Gleichgewicht vorliegt, so gilt nach Gl. 3.2.8 auch, daß

$$E_P^* = \left(\frac{12}{11}\right)^2 \cdot a_P \cdot T_T^2 \quad (3.2.11)$$

sein muß. Setzt man Gl. 3.2.11 in Gl. 3.2.9 ein, so erhält man die zu erwartende, um die Neutronenbindungsenergie korrigierte Projektiltemperatur

$$T_P^{\text{kor}} = \sqrt{\left(\frac{12}{11}\right)^2 T_T^2 - \frac{S_n}{a_P}} \quad (3.2.12)$$

Als Niveaudichteparameter für die projektil- bzw. targetähnlichen Fragmente wurde $a_p = A_p/7$ und $a_T = A_T/8$ gewählt. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 3.2.16 für drei Ne-ähnliche Fragmente aufgetragen. Die Kurven unterscheiden sich in den Neutronenbindungsenergien S_n und in den Fragmentmassen A_p . Für ^{21}Ne ist $S_n = 6.76$ MeV, für ^{19}F 10.43 MeV und für ^{17}O 4.14 MeV.

Man erkennt, daß die den Neutronenenergiespektren des projektilähnlichen Fragmentes angepaßten Temperaturen größer sind, als das statistische Modell erwarten ließ. Die Abweichung ist bei kleinen Temperaturwerten am größten. Bei einem Vergleich der Ergebnisse beider Experimente erkennt man, daß die Abweichung bei der höheren Einschußenergie noch zunimmt. Hieraus könnte man schließen, daß das projektilähnliche Fragment einen größeren Anteil Anregungsenergie erhalten hat, als man auf Grund seines Anteils an der Gesamtmasse (Gl. 3.2.8, Bedingung für statistisches Gleichgewicht) erwartet hätte.

In dieser Betrachtung ist man unabhängig von dem aus der Reaktionskinematik berechneten Q-Wert. Der tatsächliche Q-Wert kann von der Kinematikrechnung abweichen, denn dabei wird implizit vorausgesetzt, daß das projektilähnliche Fragment kein zweites Teilchen emittiert hat.

Sieht man jedoch von dieser Problematik einmal ab, so können die angepaßten Targettemperaturen T_T mit einer aus der mittleren Anregungsenergie $\langle E^* \rangle$ berechneten Temperatur T_T^{cal} verglichen werden (analog Gl. 3.2.10)

$$T_T^{\text{cal}} = \frac{11}{12} \cdot \sqrt{\langle E_T^* \rangle / a_T}$$

Um die mittlere Anregungsenergie $\langle E^* \rangle$ zu erhalten, hat man sich, wie in Kap. 5.3 beschrieben, über die Reaktionskinematik eine Anregungsenergieverteilung für eine bestimmte Reaktion erzeugt, dieser Verteilung eine Gauß'sche Glockenkurve angepaßt, den Schwerpunkt bestimmt und mit dem Verhältnis der Masse des targetähnlichen Fragmentes zur Gesamtmasse gewichtet.

Somit gehen folgende Annahmen und Vereinfachungen in die Bestimmung von T_{Tcal} ein:

Die Aufteilung der Anregungsenergie wird proportional zu den Fragmentmassen (HIL79) vorgenommen.

Man geht bei der kinematischen Berechnung davon aus, daß nur das targetähnliche Fragment Neutronen emittiert hat.

Nur der Mittelwert der angepaßten Gaußverteilung wird zur Temperaturberechnung verwendet.

Trägt man die experimentelle Targettemperatur T_T über der berechneten Temperatur T_{Tcal} auf, so erhält man

Abb. 3.2.17.

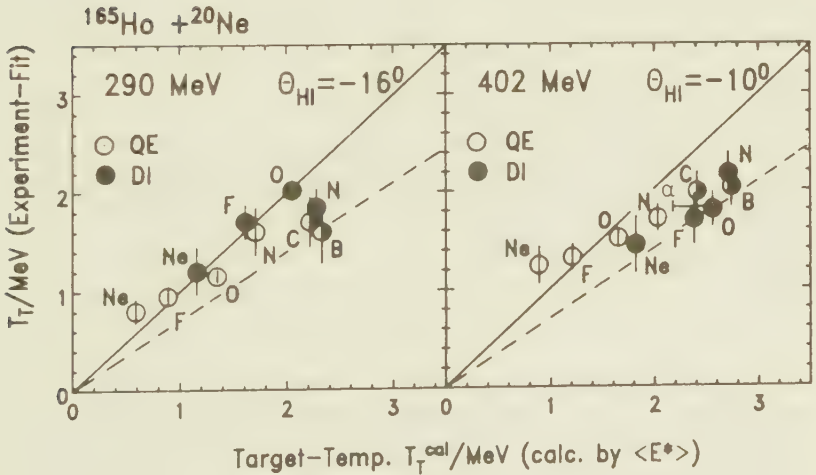


Abb. 3.2.17: Darstellung der an die experimentellen Spektren angepaßten Temperaturen der targetähnlichen Fragmente T_T über den aus den mittleren Anregungsenergien $\langle E^* \rangle$ berechneten T_{Tcal} (nach Gl. 3.2.10).

Für 290 MeV ist die $T_T \approx T_T^{cal}$ (durchgezogene Linie), für 402 MeV ist $T_T < T_T^{cal}$. Die Tendenz zu $T_T < T_T^{cal}$ nimmt mit zunehmendem Massentransfer und mit zunehmender Energie zu. Dies könnte teilweise durch zusätzlich abgedampfte, leichte, geladene Teilchen wie p, α , ... erklärt werden. Nimmt man an, daß z. B. Sauerstoff zusätzlich zum Neutron noch ein α -Teilchen emittiert hat, so wäre die Kinematik falsch berechnet. Eine Korrektur würde den berechneten Temperaturwert um den eingezeichneten Betrag nach links in Richtung der durchgezogenen Linie $T_T = T_T^{cal}$ verschieben.

Wenn man nun annimmt, daß E^* nicht massenproportional, sondern z. B. zu gleichen Teilen auf Projektil und Target übertragen wurde (gestrichelte Linie), so müßte das Projektil wegen Gl. 3.2.9 eine höhere Temperatur erhalten. Dann wäre T_p um den Faktor $(A_T/A_p)^{1/2}$, speziell für Sauerstoff $\approx 3 \times$ höher. Die beobachtete Temperaturabweichung für Sauerstoff in Abb. 3.2.17 ist jedoch geringer $T_p \approx 1.5 T_T$.

Die bisher gewonnenen Aussagen über die Temperaturwerte sollen im weiteren noch auf ihren Gehalt geprüft werden. Eine mögliche Erklärung wird an Hand des in Abb. 3.2.18 gezeigten Relativenergiespektrums E_{n-rel} für O+n bei 402 MeV, $\theta_{HI} = -10^\circ$ und $\theta_n = -8^\circ$ diskutiert.

Dargestellt sind:

1. die Messpunkte,
2. die beste Temperaturanpassung an das experimentelle Energiespektrum $T_p^{fit} = 1.6$ MeV,
3. der aus $\langle E^* \rangle$ unter der Annahme massenproportionaler Anregungsenergieaufteilung errechnete Verlauf mit einer Temperatur $T_p^{cal} = 1.0$ MeV,
4. das theoretische Spektrum für $T_p^{cal} = 1.0$ MeV, aber mit Berücksichtigung der thermischen Fluktuation bei der Aufteilung der Anregungsenergie auf die beteiligten Fragmente,
5. das Spektrum wie in 4., jedoch mit zusätzlich noch berücksichtigter Verteilung der Anregungsenergie. (resultiert aus der experimentellen Q-Wert-Verteilung)

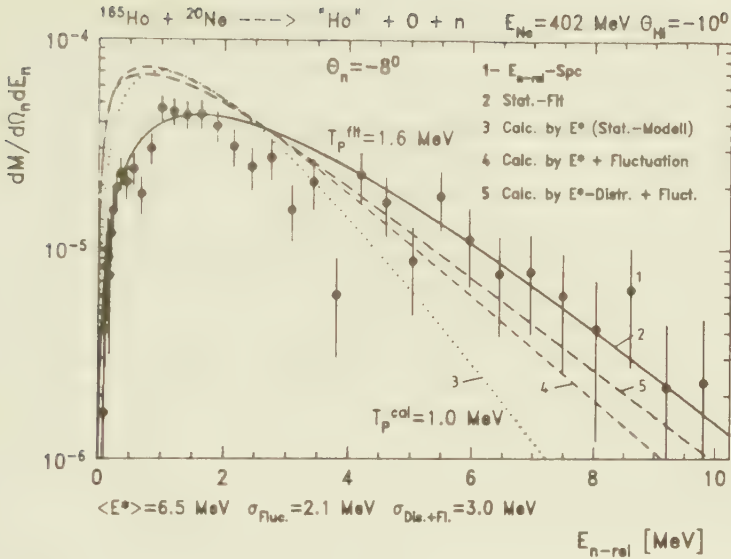


Abb. 3.2.18: Neutronenenergiespektrum in Koinzidenz mit quasielastischen Sauerstofffragmenten in deren Ruhesystem sowie verschiedene, gerechnete Kurven (näheres im Text). Die mittlere Anregungsenergie $\langle E^* \rangle$ des ^{16}O wurde unter der Annahme massenproportionaler Anregungsenergieaufteilung aus dem mittleren Q-Wert berechnet.

Man sieht sehr schön, daß die berechnete Temperatur $T_p^{\text{cal}} = 1.0 \text{ MeV}$ in Kurve 3 zuerst sehr niedrig erscheint. Hier wurde eine scharfe Anregungsenergieaufteilung angenommen. Kurve 4 nähert sich den experimentellen Punkten schon stark an. Darin wurde die Unschärfe in der Anregungsenergieaufteilung in Form einer Gauß'schen Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$P(E^*) \sim \exp\left(-\frac{(E^* - \langle E^* \rangle)^2}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (3.2.13)$$

mit einbezogen. Die Varianz der Fluktuation berechnet sich

nach Morrissey et al. (MRR80, SMI81) zu

$$\sigma^2 = 2 \cdot T^3 \cdot \frac{a_P \cdot a_T}{a_P + a_T} \quad \text{mit } a = A_P / 7 \quad (3.2.14)$$

P P
und $a_T = A_T / 8$,

wobei T die Temperatur des intermediären Systems und a_P und a_T die Zustandsdichteparameter der beiden Fragmente sind.

In Kurve 5 wurde ebenfalls berücksichtigt*, daß experimentell über einen breiten Bereich im Q-Wert ($Q=80$ MeV, $HWB=50$ MeV) gemittelt wurde. Ihr Verlauf paßt sich den Meßpunkten noch besser an.

Abb. 3.2.19 zeigt die an das experimentelle Anregungsenergiespektrum angepaßte Gaußverteilung für quasielastisch gestreute Sauerstofffragmente.

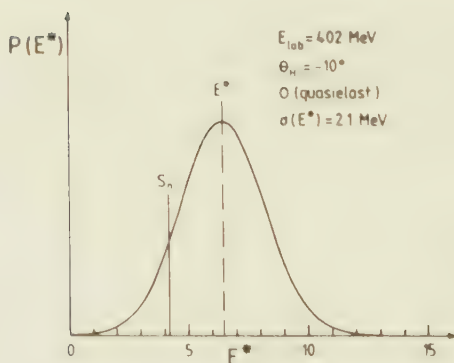


Abb. 3.2.19: Darstellung der an das experimentelle Anregungsenergiespektrum angepaßten Gaußverteilung für quasielastisch gestreute Sauerstofffragmente (entspricht den in Abb. 3.2.18 diskutierten Verhältnissen für ^{17}O , $\langle E^* \rangle = 6.5$ MeV, $S_n = 4.14$ MeV).

Man erkennt deutlich, daß die E^* -Verteilung berücksichtigt werden muß, wenn $\langle E^* \rangle$ nicht groß gegenüber der Neutronenbindungsenergie S_n ist.

Die durchgeführte Betrachtung zeigt, daß die vermeintlich zu hohen Temperaturwerte (aus den Energiespektren der vom quasielastischen projektilähnlichen Fragment stammenden Neutronen) unter Berücksichtigung der Fluktuation und der experimentellen Breite in der Anregungsenergieverteilung nicht im Widerspruch zu den Annahmen des statistischen Modells stehen.

Für die tiefinelastischen Ereignisse können die in Abb. 3.2.16 sichtbaren, hohen Temperaturwerte nicht erklärt werden. Hieraus folgt, daß für den tiefinelastischen Bereich das projektilähnliche Fragment stärker angeregt wird als das targetähnliche. Die Abweichungen von den für statistisches Gleichgewicht eingezeichneten Kurven sind bei der höheren Einschußenergie, 402 MeV (entspricht einer Relativbewegung von 15.5 MeV/Nukleon über der Coulombbarriere), besonders deutlich.

3.2.3 Winkelkorrelation

Dieses Kapitel behandelt die Winkelverteilung der in Koinzidenz zu den Ne-ähnlichen Fragmenten gemessenen Neutronen. Für beide Einschüßenergien wurde bei je zwei Teleskopwinkel $\theta_{\text{Tel}} = -16^\circ$ und -22° (290 MeV), sowie $\theta_{\text{Tel}} = -10^\circ$ und -15° (402 MeV), gemessen. Diese Winkel wurden so gewählt, daß jeweils einer vor dem und einer am Streifwinkel θ_{gr} liegt. Das Hauptinteresse soll jedoch den Winkeln $\ll \theta_{\text{gr}}$ gelten, da man dort, wie schon am Wilzynski-Diagramm erklärt, sowohl eine quasielastische als auch eine tiefinelastische Schwerionenkomponente vorfindet.

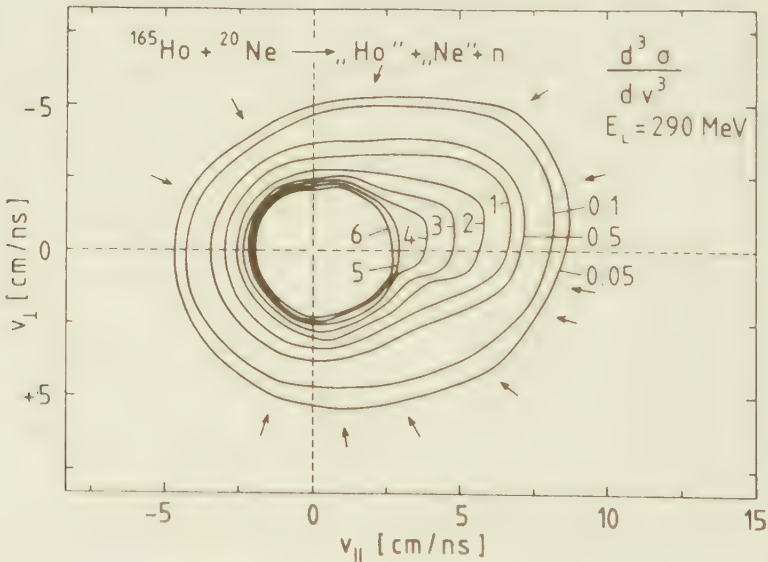


Abb. 3.2.20: Darstellung des Galilei-invarianten Wirkungsquerschnittes für Neutronen in Koinzidenz zu allen Ne-ähnlichen Fragmenten. Der Schwerionenzähler stand bei $\theta_{\text{HI}} = -16^\circ$, die Position der Neutronenzähler ist mit Pfeilen angedeutet, die Einschüßenergie betrug 290 MeV.

Einen allgemeinen Überblick über die Winkelverteilung von allen mit Ne-ähnlichen Fragmenten in Koinzidenz gemessenen Neutronen gibt der für das 290MeV-Experiment gezeigte Galilei-invariante Wirkungsquerschnitt, Abb. 3.2.20. Diese Art der Darstellung bietet den Vorteil, daß sie gegenüber einer Transformation in ein mit der Geschwindigkeit v gleichförmig bewegtes System, z.B. Transformation vom Laborsystem in das Massenschwerpunktsystem, invariant ist.

In Abb. 3.2.21 ist der Galilei-invariante Wirkungsquerschnitt für Neutronen in Koinzidenz mit Sauerstofffragmenten bei 402 MeV Einschußenergie gezeigt.

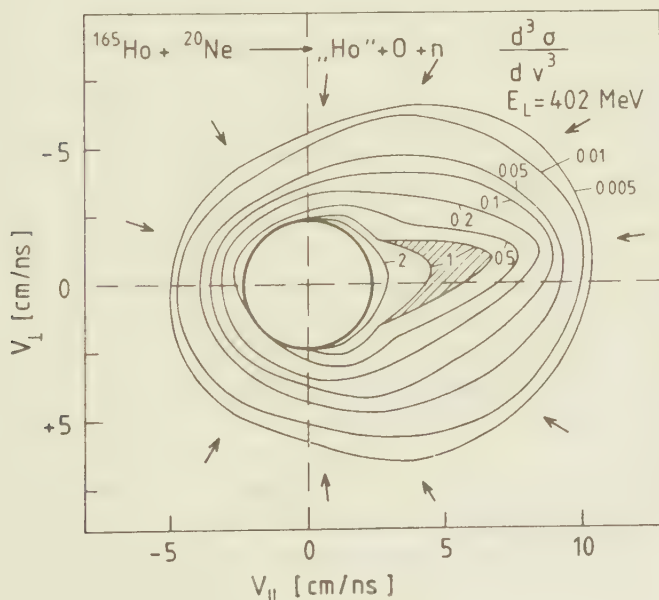


Abb. 3.2.21: wie Abb. 3.2.20, jedoch für Neutronen in Koinzidenz zu den Sauerstofffragmenten und bei einer Einschußenergie von 402 MeV.

Vergleicht man die experimentell gefundenen Wirkungsquerschnittsverteilungen (Abb. 3.2.20/21) mit der gerechneten (Abb. 3.2.22), bei der sequentielle Neutronenverdampfung aus dem Ne-ähnlichen und dem Ho-ähnlichen Fragment angenommen wurde, so erkennt man große Ähnlichkeit zwischen diesen. Neutronen werden einerseits von einer Quelle emittiert, die sich mit hoher Geschwindigkeit in Richtung des nachgewiesenen Schwerions bewegt. Die dabei nachgewiesenen Neutronen haben Geschwindigkeiten von bis zu $v_n=9$ cm/ns (entspr. $E_n \approx 45$ MeV). Andererseits stammt der isotrope Anteil bei niedrigen Neutronengeschwindigkeiten vom langsam sich bewegenden Targetrückstoßkern.

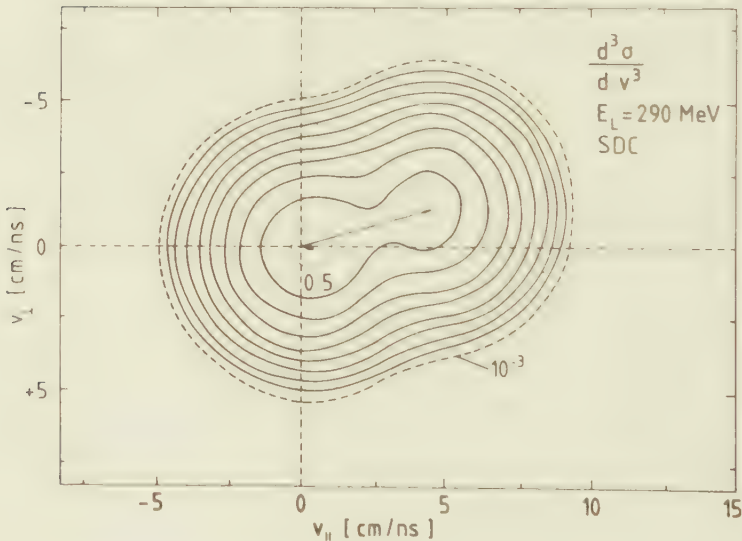


Abb. 3.2.22: Darstellung des unter Annahme sequentieller, isotroper Neutronenemission aus einer projektilähnlichen sowie einer targetähnlichen Quelle errechnete Galilei-invarianten Wirkungsquerschnittes.

In dem nun folgenden Abschnitt sollen die einzelnen Spektrenanteile genau untersucht werden. Es stellt sich die Frage, wieviele der nachgewiesenen Neutronen durch sequentielle isotrope Emission aus den voll coulombbeschleunigten Reaktionsprodukten stammen, oder schon während der Wechselwirkungszeit aus dem intermediären System emittiert wurden. Dazu wurden die Winkelverteilungen der in Koinzidenz zu den nachgewiesenen Elementen gemessenen Neutronen betrachtet. Hier sollte eine Abweichung von der sequentiellen isotropen Emission am ehesten sichtbar werden. Die einzelnen Neutronenenergiespektren bei verschiedenen Winkeln wurden dazu von einem bestimmten Energiewert an integriert. Dadurch konnte man die niederenergetischen, vom targetähnlichen Fragment stammenden Neutronen (vergl. z.B. Abb. 3.2.10) von der Betrachtung ausschließen. Die untere Energieintegrationsgrenze wurde auf $2/3$ der mittleren kinetischen Energie pro Nukleon des im Schwerionendetektor nachgewiesenen projektilähnlichen Fragmentes festgelegt. Die so erhaltenen experimentellen, energieintegrierten Neutronenwinkelverteilungen wurden verglichen mit Winkelverteilungen aus gerechneten und analog behandelten Neutronenenergiespektren (siehe Abb. 3.2.23). In dem dazu benutzten Programm kann man experimentell gewonnene Relativenergiespektren einlesen, was wegen der diskreten, niedrigen Zustände besonders wichtig ist. Zusätzlich können die Q-Wertverteilung sowie die Primärwinkelverteilung und damit der Rückstoß des Neutrons auf den projektilähnlichen Kern berücksichtigt werden. Ein weiterer Vorteil dieses Programmes ist, daß die Rechnung für die tatsächliche Detektorgeometrie durchgeführt wird. Einzelheiten über die Berechnung der Neutronenenergiespektren findet man im Kap. 3.2.2 sowie eine Beschreibung des Monte-Carlo-Programmes zur Simulation der Teilchenverdampfung im Anhang Kap. 5.4.

In Abb. 3.2.23 (auf den folgenden beiden Seiten) sieht man die energieintegrierten Neutronenwinkelverteilungen für Ne, F, O, N in je zwei Anregungsenergiebereichen sowie für C und B in einem Bereich.

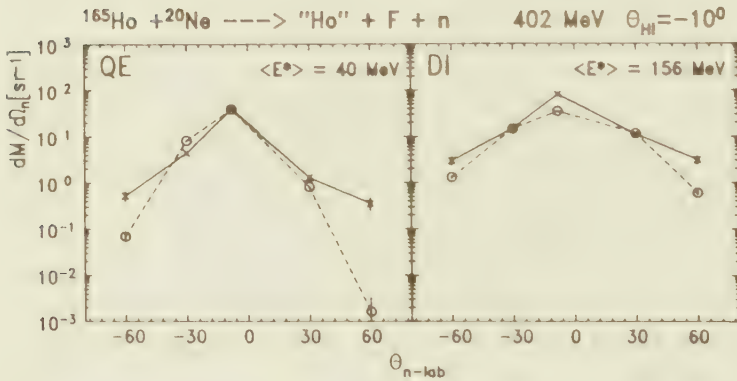
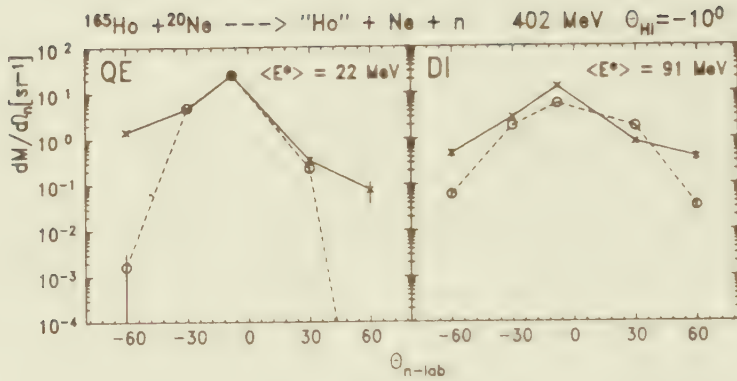
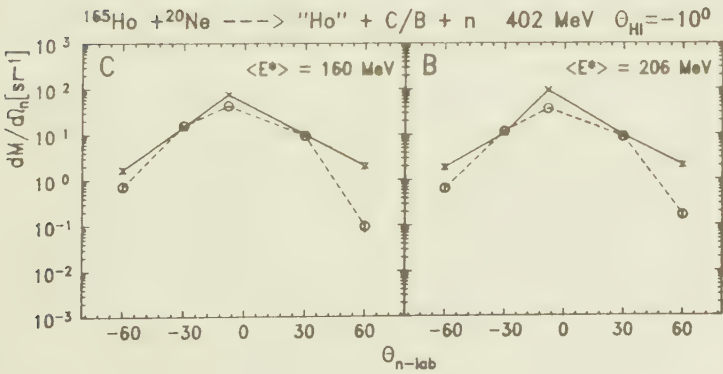
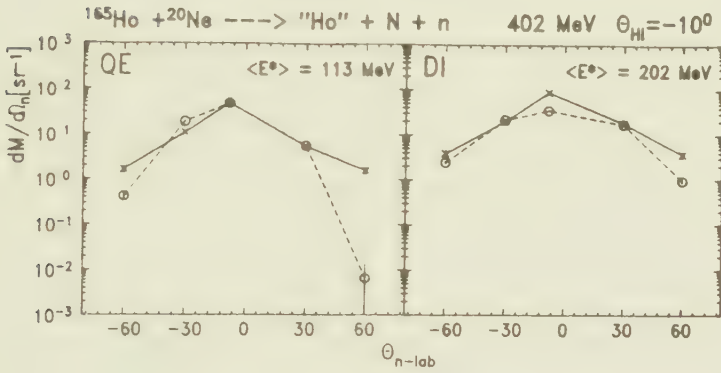
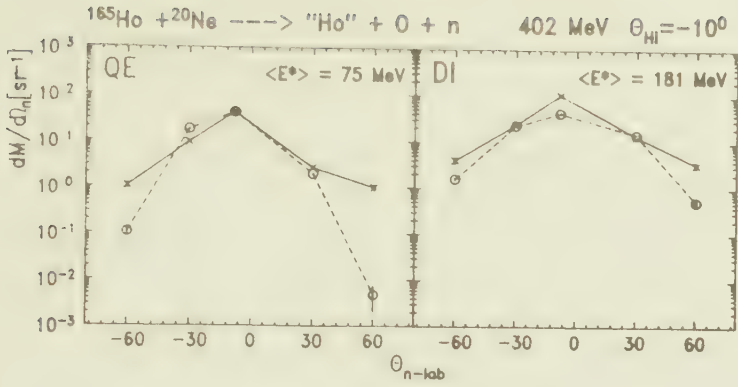


Abb. 3.2.23 (diese und nächste Seite): Energieintegrierte Neutronenwinkelverteilung für Ne, F, O und N in zwei Anregungsenergiebereichen, einem quasielastischen (QE) und einem tiefinelastischen (DI) sowie für C und B in einem. Dargestellt sind die experimentellen Punkte als Kreuzchen mit der durchgezogenen Linie verbunden und die aus Monte-Carlo-Rechnungen erhaltenen Werte als offene Kreise mit gestrichelten Linien verbunden (näheres im Text).



Die experimentellen Daten liegen bei allen Elementen besonders zu großen Winkeln hin über den für isotrope Emission mit dem Monte-Carlo-Programm errechneten Werten. Bei den quasielastischen Ereignissen (QE) erkennt man zusätzlich eine Links-Rechts-Asymmetrie. Die Anzahl der koinzident nachgewiesenen Neutronen auf der dem Schwerionenzähler gegenüberliegenden Seite weicht (wegen des größeren Relativwinkels) stärker von den berechneten Werten ab, als die auf der gleichen Seite gemessenen. Für den Bereich höherer Anregungsenergie ist das gleiche zu beobachten, wenn auch schwächer ausgeprägt. Dieser Winkelasymmetrieeffekt wird noch deutlicher, schaut man sich die Neutronenenergiespektren für die einzelnen nachgewiesenen Winkel an (Abb. 3.2.11, letztes Kapitel). Es war nicht möglich, die bei großen Winkeln vorhandenen hochenergetischen Neutronen mit den beiden Verdampfungsquellen anzupassen. Selbst die Simulation des Experimentes mit dem aufwendigen Monte-Carlo-Programm (Anhang Kap.5.4) führte nicht zu einer Erklärung der hochenergetischen Neutronen bei großen Winkeln (Abb. 3.2.13). Zur Interpretation der Spektren wurden die Ergebnisse der zentralen Stöße mit herangezogen. Dort konnten die hochenergetischen Neutronen am besten als Vergleichgewichtsneutronen mit dem Exzitonenmodell erklärt werden. Auch die in Abb. 3.2.23 beobachtete Asymmetrie und die Abweichung in der Winkelverteilung zu großen Winkeln hin werden durch die Zunahme des (im vorigen Kapitel beschrieben) hochenergetischen Anteils von Vergleichgewichtsneutronen aufgehoben (Abb. 3.2.24, speziell Sauerstoff).

In Abb. 3.2.24 wurden die bei der Temperaturanpassung gefundenen Werte $M = 0.2$ bzw. 0.4 als Neutronenmultiplizitäten benutzt. Die breite, gestrichelte Kurve gibt jeweils den Anteil der nach dem Exzitonenmodell beschriebenen Vergleichgewichtsneutronen wieder. Die zweite, strichpunktierte Kurve erhält man durch das zusätzliche Aufsummieren der beiden Verdampfungskomponenten zum Prääquilibriumanteil.

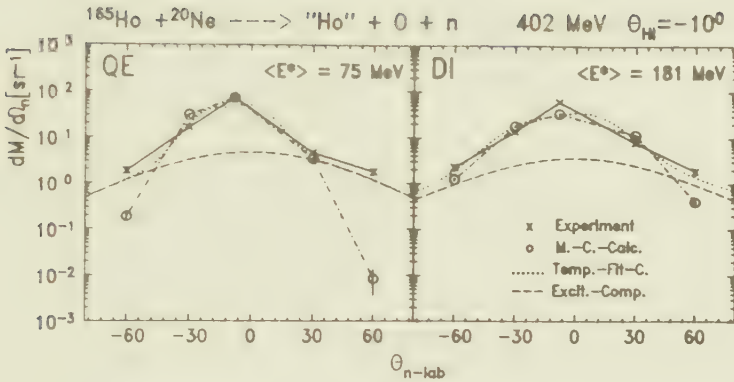


Abb. 3.2.24: wie Abb. 3.2.23 (speziell Sauerstoff), jedoch wurde zusätzlich eine Vergleichgewichtskomponente (breite, gestrichelte Kurve) zu den Monte-Carlo-Rechnungen addiert. Die zur Berechnung dieses Anteils benutzten Parameter sind die gleichen, wie sie die Auswertung der Neutronenenergiespektren in Koinzidenz zu den Verdampfungsrestkernen ergab (vergleiche Abb. 3.2.15).

4. Zusammenfassung und Diskussion

Die Untersuchung der peripheren Stöße im System $^{165}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne}$ bei einer Einschußenergie von 290 bzw. 402 MeV hat drei interessante Ergebnisse geliefert:

1. Aus den beobachteten direkten Prozessen konnte experimentell eine obere Grenze für die Reaktionszeit festgelegt werden. Es konnte der 7.21 MeV Zustand im Zerfall $^{21}\text{Ne} \rightarrow ^{20}\text{Ne} + n$ beobachtet werden. Aus der bekannten Breite des Zustandes berechnete sich seine Lebensdauer zu $6 \cdot 10^{-21} \text{s}$. Da diese Neutronen (wie man kinematisch nachweisen kann) aus dem voll coulombbeschleunigten projektilähnlichen Fragment stammen, muß die Zeit für die Bildung des Fragmentes wesentlich kürzer gewesen sein, so daß die unter einigen Annahmen errechnete Reaktionszeit $t_R < 2 \cdot 10^{-22} \text{s}$ offenbar in der richtigen Größenordnung liegt.
2. Der überaus größte Anteil der in Koinzidenz mit den Schwerionen beobachteten Neutronen wurde von den angeregten Reaktionsprodukten im Zustand des statistischen Gleichgewichtes verdampft. Die Neutronenenergiespektren werden von den durchgeführten Rechnungen aber nur dann vollständig wiedergegeben, wenn man zu den beiden Verdampfungskomponenten noch (in Anlehnung an die Interpretation der zentralen Stöße) eine Vergleichgewichtskomponente mit hinzunimmt. Diese Neutronen stammen vermutlich direkt aus dem Reaktionsprozeß und stellen einen Anteil von $\sim 10\%$ der Koinzidenzereignisse. Sie können in Analogie zu den Ergebnissen der zentralen Stöße als Vergleichgewichtsneutronen nach dem Exzitonenmodell erklärt werden.
3. Aus den nach dem statistischen Modell an die Verdampfungskomponenten angepaßten Kerntemperaturen gewinnt man die Information, daß sich die Anregungsenergie im wesentlichen massenproportional auf die Reaktionspartner verteilt.

Allerdings beobachtet man mit zunehmendem Massentransfer und zunehmender Einschußenergie systematische Abweichungen von der massenproportionalen Anregungsenergieaufteilung. Das projektilähnliche Fragment scheint dabei mit

höherer Temperatur zu emittieren als das targetähnliche Fragment. Für kleine Energieverluste läßt sich dieser Effekt erklären durch die statistische Streuung in der Aufteilung der Anregungsenergie um die Mittelwerte, sowie durch die Mittelung über die Q-Wert-Bereiche.

Für große Energieverluste bzw. Anregungsenergien ist dies jedoch nicht möglich, sodaß in diesen Fällen die Anregungsenergie des projektilähnlichen Fragmentes größer ist, als man nach dem statistischen Modell erwartet hätte.

Somit sind die Vergleichsgewichtskomponenten in den Neutronenspektren, die direkten Reaktionen (Kap. 3.2.1) und die, bei großen Energieverlusten, zu hohen Temperaturwerte des projektilähnlichen Fragmentes (bei den Einschußenergien (15-20) MeV/Nukleon) die einzigen Hinweise auf das Auftreten von Nichtgleichgewichtsprozessen.

Die Behandlung eines so stark asymmetrischen Systems, wie es $^{165}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne}$ darstellt, erwies sich als sehr schwierig. Es gibt eine langsame und eine schnelle Quelle, die beide Neutronen emittieren. Neutronen, die eventuell aus einem direkten Prozeß stammen, werden von Verdampfungsneutronen aus dem schnellen projektilähnlichen Fragment überdeckt. Es war somit notwendig, die Reaktionskinematik sehr genau nachzuvollziehen, um falsche Schlüsse auf Grund von Ungenauigkeiten oder Vernachlässigungen auszuschließen. Um quantitative Angaben über den Anteil direkter Prozesse machen zu können, wurde ein aufwendiges Monte-Carlo-Programm zur Simulation der sequentiellen, isotropen Emission erstellt. Darüberhinaus gibt es prinzipielle Schwierigkeiten, aus der Neutronenemission eine Aussage über die Anregungsenergie leichter Kerne zu gewinnen. Leichte Kerne können ihre Anregungsenergie durch die Emission geladener Teilchen abgeben, da diese wegen des relativ niedrigen Coulombpotentials nicht so stark behindert werden, wie das bei schweren Kernen der Fall ist. Man sollte also möglichst auch noch die geladenen leichten Teilchen in Koinzidenz mitmessen. Das läßt sich aber wegen der niedrigen Meßraten in einer vertretbaren Experimentdauer

nicht durchführen. Man hat schon bei der Zweifachkoinzidenz zwischen Neutron und Schwerion Schwierigkeiten, eine genügende Anzahl von Ereignissen zu registrieren. Die deshalb nötige Mittelung über große Q-Wert-Fenster bringt weitere Unsicherheiten in der kinematischen Analyse mit sich.

Auf Grund der Massenasymmetrie des Systems stellen die geringen Anregungsenergien eine zusätzliche Schwierigkeit dar. Relativ dazu erlangen die Bindungsenergien der Neutronen Bedeutung, und man müßte Schalenkorrekturen und Rotationszustände berücksichtigen. Wenn man jedoch von den Schwächen des Temperaturbegriffes und des Niveaudichtekonzeptes bei leichten Kernen absieht, bekommt man mit den emittierten Neutronen ein Instrument an die Hand gegeben, welches es gestattet, die frühen Stadien der Äquilibrierung zu studieren.

Die Frage, weshalb man überhaupt ein leichtes Projektil ($A=20$) verwendete, läßt sich damit beantworten, daß die zu dieser Zeit verfügbaren Beschleuniger nur leichte Schwerionen auf Energien bis zu 20 MeV/Nukleon beschleunigen konnten. Genau dieser Bereich von 10-20 MeV/Nukleon erschien aber besonders interessant im Hinblick darauf zu sein, daß (wie in Abb. 1.2, Einleitung, sichtbar) man hier Neutronen aus einem noch nicht relaxierten Kern zu beobachten erwartete.

Um die Energieäquilibrierung und die Massenverschiebung bei einer Schwerionenreaktion richtig verstehen und deuten zu können, wird man in Zukunft die Reaktion schwerer Ionen nicht mehr als ein zeitunabhängiges, rein statisches, sondern als dynamisches Problem (MOR83) beschreiben müssen (näheres in Kap.3.2.3).

5. Anhang

5.1 Neutronennachweis mit Flüssigszintillatoren

In den durchgeführten Experimenten wurden die Neutronen mit Flüssigszintillatoren des Typs NE-213 (Nuclear Enterprise Ltd., G.B.) nachgewiesen.

Neutronen können nicht wie geladene Teilchen direkt über die elektromagnetische Wechselwirkung bestimmt werden. Sie werden über Sekundärreaktionen nachgewiesen, wobei durch Streuung oder Reaktion Energie auf geladene Teilchen übertragen wird. Wird ein Neutron an einem Proton gestreut, so erhält das Proton eine Rückstoßenergie, die je nach Stoßparameter Werte im Bereich $0 < E_{\text{rec}} < E_n$ annehmen kann (siehe Abb. 5.1). Die geladenen Rückstoßteilchen werden ihrerseits im Szintillatormaterial gestreut und schließlich gestoppt. Die dabei erzeugten Lichtblitze werden in einem Sekundärelektronenvervielfacher registriert und verstärkt.

Da die Neutronenenergie E_n nicht eindeutig mit der Rückstoßprotonenenergie verbunden ist, sondern eine kastenförmige Protonenenergieverteilung E_{rec} liefert, kann man somit nicht eindeutig von der registrierten Lichtmenge auf die Energie des primären Neutrons E_n zurückschließen. Die gemessene Lichtenergie E_{rec} wird vielmehr dazu verwendet, die untere Energieschwelle und, wie noch erklärt werden wird, damit die Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronennachweisapparatur zu bestimmen.

Die Lichtausbeute der einzelnen abgebremsten Reaktionsprodukte ist abhängig von deren Ionisationsdichte. Bei gleicher kinetischer Energie ist die Lichtausbeute gestoppter Elektronen höher als die der Protonen oder Alphateilchen. Auch γ -Strahlung erzeugt im Szintillator Lichtblitze. Diese Ereignisse liefern gegenüber Neutronen auf Grund der unterschiedlichen Ionisationsdichte und der verschiedenen zeitlichen Abfallskonstanten für das erzeugte Licht eine andere Impulsform. Sie können von Neutronen in sogenannten n- γ -Diskriminatoren unterschieden werden. Für sehr kleine Rückstoßenergien ist jedoch die Unterscheidung der Impulsform sowie die Unterdrückung des Photomultiplerrauschens nicht möglich. Deshalb muß man bei der Messung bzw. Auswertung eine

untere Schwelle E_s in der Rückstoßenergie E_{rec} setzen (siehe Abb. 5.1). Unter diesen Umständen ist es schwierig herauszufinden, welche Reaktionen (näheres siehe Anhang 5.2) zur Lichtausbeute beigetragen haben und es wird notwendig, die genauen Schwellenwerte im E_{rec} -Spektrum zu kennen. Für Neutronenenergien $E_n < 10$ MeV dominiert der elastische $H(n,p)$ -Wirkungsquerschnitt, sodaß hierfür bei max. $\approx 10\%$ Fehlerabweichung folgender analytischer Ausdruck für die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ angegeben werden kann [DRO72]:

$$\epsilon(E_n, E_s, d) = K \cdot (1 - \exp(-n_H \cdot \sigma_H \cdot d)) \cdot (E_n - E_s) / E_n \quad (5.1.1)$$

E_n - Energie des zu messenden Neutrons

E_s - Schwellenwert in der gemessenen Protonenrückstoßenergie E_{rec} des Detektorsystems

n_H - Anzahl der H-Atome pro cm^3

σ_H - Wirkungsquerschnitt für elastische $H(n,p)$ -Streuung

d - Dicke des Szintillators

K - Energieabhängige Konstante mit einem Wert von ≈ 1

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ eines Flüssigszintillators für Neutronen von folgenden Punkten abhängig ist:

1. vom Material des Szintillators, speziell vom Kohlenstoff zu Wasserstoff-Verhältnis (z.B. NE213 H/C=1.21)
2. von der Energie des nachgewiesenen Neutrons E_n
3. vom gesetzten Schwellenwert E_s im E_{rec} -Spektrum.

Genauere Werte für die Ansprechwahrscheinlichkeit erhält man aus Monte-Carlo-Rechnungen (siehe Kap.5.2).

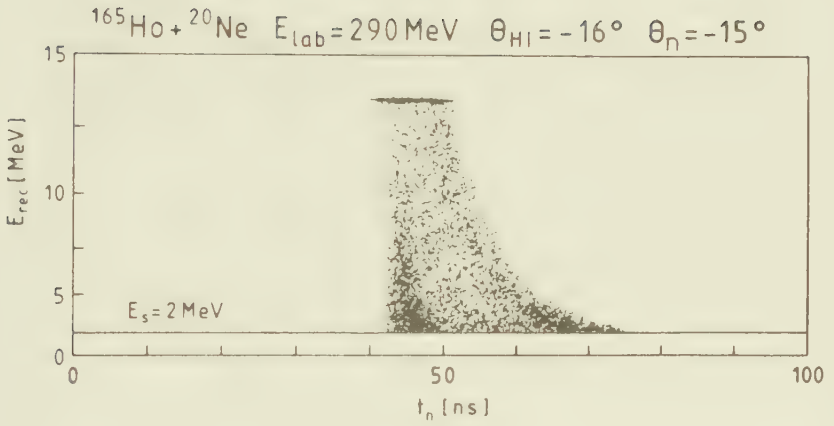


Abb. 5.1: Zweidimensionale Darstellung der Lichtausbeute E_{rec} des Flüssigszintillationszählers über der Neutronenflugzeit t_n .

5.2 Monte-Carlo-Programm zur Berechnung der Neutronenansprechwahrscheinlichkeit

Mit dem bisher am Hahn-Meitner-Institut benutzten Rechenprogramm (Textor und Verbinski, TEX68) konnte man nur die Ansprechwahrscheinlichkeit von Flüssigszintillatoren für Neutronen bis zur Energie $E_n \approx 50$ MeV berechnen. Für das 402-MeV-Experiment $^{165}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne}$ mußte man beispielsweise nach Vorhersage des Fermi-Jet-Modells (BON80) Neutronen der Energie ≈ 100 MeV erwarten. Nach dem Fermi-Jet-Modell addiert sich die Relativgeschwindigkeit eines Projektilnukleons $\sim \sqrt{E_p/n_p}$ (E_p - Einschußenergie des Projektils, n_p - Anzahl der Nukleonen im Projektil) zur Fermigeschwindigkeit eines der Nukleonen im Targetkern $\sim \sqrt{E_F}$ (E_F - Fermienergie). Ein solches schnelles Nukleon wird wegen der großen freien Weglänge im noch nicht angeregten Targetkern nicht gestreut und mit einer Energie von maximal

$$E_{\text{Nukl.}} = \left(\sqrt{\frac{E_p}{n_p}} + \sqrt{E_F} \right)^2 \quad (5.2.1)$$

$$\approx (\sqrt{20} + \sqrt{36})^2 \text{ MeV} \approx 110 \text{ MeV}$$

emittiert.

Man sollte die Kinematik des Neutronennachweises im Detektor für diese Energien schon relativistisch rechnen. Die Abweichung des relativistischen Impulses p' gegenüber dem nicht-relativistischen Impuls $p = m \cdot v$ beträgt für 100 MeV Neutronen etwa 10%.

$$p' = \frac{p}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \approx 1.1 p \quad (5.2.2)$$

Das Monte-Carlo-Rechenprogramm von Cecil et al. (CEC79) zur Ermittlung der Ansprechwahrscheinlichkeiten von Kohlenwasserstoffsintillatoren für Neutronen enthält diese sowie weitere notwendige Verbesserungen.

Die Ergebnisse der Rechnungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit einer großen Anzahl von experimentellen Daten (THO71, DRO72). Die Grundlage dieser Methode ist die Simulation eines Experimentes im Rechner. Es wurden Zufallszahlen generiert, die -unter Berücksichtigung der verschieden starken Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Reaktionen- den zufälligen Weg eines Neutrons durch den Szintillator kinematisch beschreiben. Dabei wird als Randbedingung die tatsächliche Szintillatorgeometrie berücksichtigt.

Die durch Streuungen und Reaktionen auf geladene Teilchen übertragene Energie wird über zugehörige Parametersätze bzw. Tabellen in Lichtimpulshöhen umgewandelt. Diese Lichtenergien werden in Elektronenenergien angegeben. Das ist sinnvoll, da für Elektronen ein linearer Zusammenhang zwischen Energie und Lichtimpulshöhe besteht. Die zur Elektronenenergie äquivalente Protonenrückstoßenergie ist nach Maier und Nitschke (MAI68)

$$T_p = \left(\frac{1}{0.183} \text{ MeV}^{1/2} \cdot T_e \right)^{2/3} \quad 0 < T_p < 5.25 \text{ MeV} , \quad (5.2.3)$$

$$T_p = \frac{1}{0.63} (T_e + 1.1 \text{ MeV}) \quad T_p > 5.25 \text{ MeV} .$$

Durch das Einsortieren der Lichtimpulse einer genügend hohen Anzahl von Primärneutronen der Energie E_n erhält man eine Impulshöhenverteilung. Berücksichtigt man sodann nur die Lichtenergien, die einen unteren Energieschwellenwert E_S überschreiten, so ergibt das Integral über diese Impulshöhenverteilung bezogen auf die Anzahl der Primärneutronen ein Maß für die Ansprechwahrscheinlichkeit des Szintillators. Dabei wurden folgende möglichen Kernreaktionen im Szintillatormaterial berücksichtigt:

$${}^1\text{H}(n,n){}^1\text{H}, \quad {}^{12}\text{C}(n,n){}^{12}\text{C}, \quad {}^{12}\text{C}(n,n'\gamma){}^{12}\text{C}, \quad {}^{12}\text{C}(n,\alpha){}^9\text{Be}, \\ {}^{12}\text{C}(n,n')3\alpha, \quad {}^{12}\text{C}(n,p){}^{12}\text{B}, \quad {}^{12}\text{C}(n,np){}^{11}\text{B}, \quad {}^{12}\text{C}(n,2n){}^{11}\text{C}$$

Eine Literaturübersicht zu den unterschiedlichen Messungen findet man bei (CEC79, spez. Ref. 9, 14-20). Gegenüber dem ursprünglichen Rechenprogramm von McNaughton (MNA75) wurden

- von den Autoren (CEC79) folgende Verbesserungen eingeführt:
1. die Kinematik wurde relativistisch berechnet, was eine Erweiterung des Neutronenenergiebereichs auf 300 MeV erlaubte,
 2. die Randeffekte endlicher Zählerabmessungen, wie austretende geladene Teilchen, wurden in ihrem Einfluß auf die Lichtausbeute berücksichtigt,
 3. der inelastische Wirkungsquerschnitt der neutroneninduzierten Reaktionen mit dem ^{12}C wurde einer großen Zahl von Messungen angepaßt,
 4. eine neue Szintillationslichtausbeutemessung für Protonen (MAD78) wurde mit einbezogen.

Für die beiden in den Experimenten für diese Arbeit verwendeten Szintillatorabmessungen 1"x5" (Dicke x Durchmesser) und 2"x5" NE 213 wurden zweidimensionale Matrizen für $\epsilon(E_n, E_s)$ erstellt. Die Schrittweite der Variablen wurde so gewählt, daß der durch Interpolation entstehende Fehler $<1\%$ und damit vernachlässigbar ist.

Abb. 5.2 zeigt, daß die Ergebnisse dieses Rechenprogrammes (durchgezogene Linien) in guter Übereinstimmung mit den Meßdaten von Drosch et al. (DRO72) stehen. In Abb. 5.3 wird das hier besprochene Monte-Carlo-Programm zur Berechnung der Neutronenansprechwahrscheinlichkeit (durchgezogene Linie, CEC79) mit dem bisher am Hahn-Meitner-Institut benutzten Programm von Textor und Verbinski (gestrichelte Linie, TEX68) für zwei Energieschwellenwerte verglichen. Die Berechnungen erfolgten speziell für Szintillatoren des Typs NE 213 mit der Dicke 5.1 cm und dem Durchmesser 12.7 cm, wie sie auch in den Experimenten verwendet wurden.

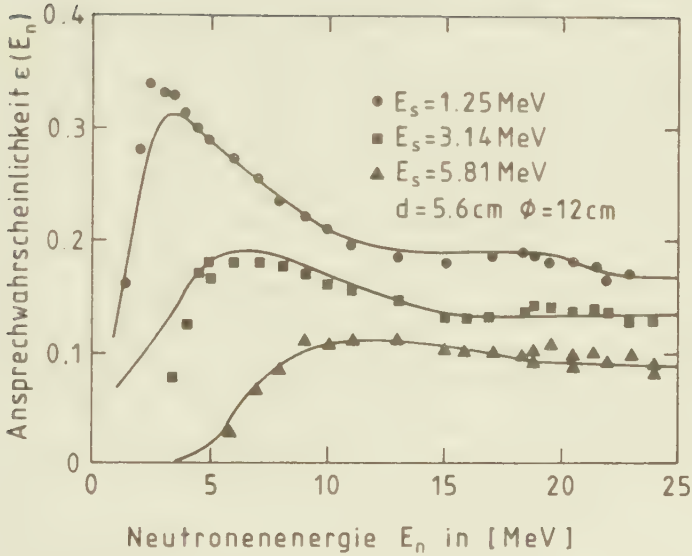
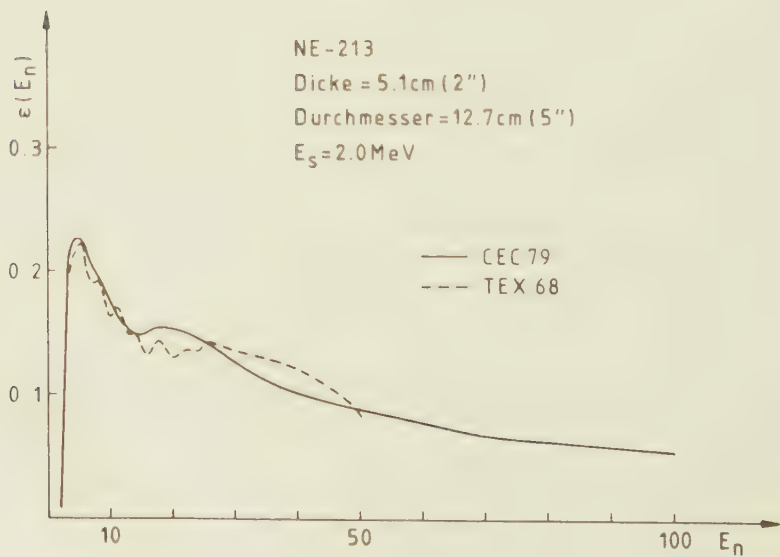
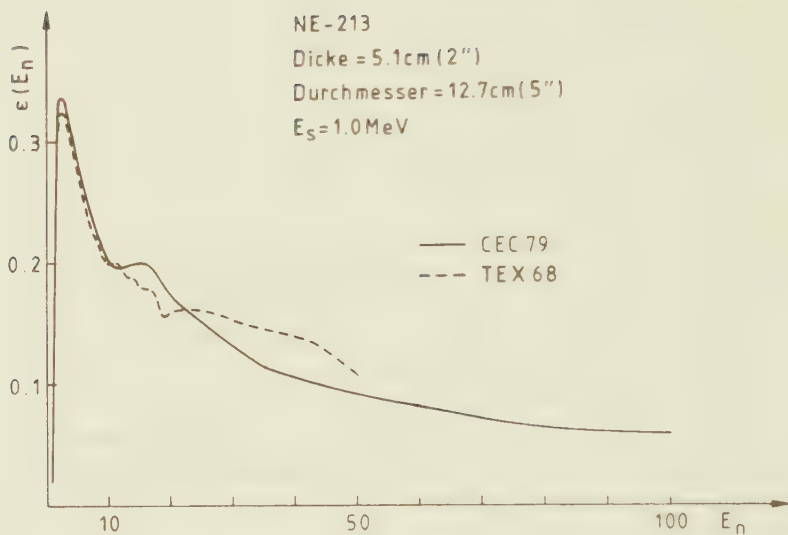


Abb. 5.2: Darstellung von verschiedenen Messungen (Punkte) der Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ in Abhängigkeit von der Neutronenenergie E_n für das Flüssigszintillatormaterial vom Typ NE213 bei drei unterschiedlich gesetzten Schwellenwerten E_s . Die durchgezogenen Linien entsprechen den vom hier besprochenen Monte-Carlo-Programm (CEC79) berechneten Werten der Ansprechwahrscheinlichkeit

Abb. 5.3(nächste Seite): Berechnungen der Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Neutronenenergie für einen Szintillationszähler vom Typ NE213 (Dicke $d=5.1 \text{ cm}$ und Durchmesser $a=12.7 \text{ cm}$). Verglichen wird das hier besprochene Monte-Carlo-Programm (durchgezogene Linie, CEC79) mit dem bisher am Hahn-Meitner-Institut benutzten (gestrichelte Linie, TEX68) für zwei Energieschwellen E_s .



5.3 3-Körper-Kinematik im Sortierprogramm DATA8M

Das im Sortierprogramm DATA8M (BÜR81) eingebundene 3-Körper-Kinematik-Programm wurde erstellt, um die unter festen Winkeln im Laborsystem gemessenen koinzidenten Ereignisse in das System des voll coulombbeschleunigten, primären Reaktionsproduktes vor der Teilchenemission zu transformieren. Wie sich während der Datenauswertung zeigte, ist die genaue Kenntnis der kleinen Relativenergien $< 1 \text{ MeV}$ für die Interpretation der Meßdaten besonders wichtig. Man konnte niedrig liegende, angeregte Zustände im emittierenden Kern erkennen und damit direkte Aussagen über den Reaktionsmechanismus sowie aus der bekannten Breite dieser Zustände über die Reaktionszeiten machen. Somit ist es notwendig, die Koinzidenzmessung bei möglichst kleinen Relativwinkeln vorzunehmen. Da die verwendeten Detektoren jedoch einen verhältnismäßig großen Raumwinkel überstreichen, darf man diese nicht mehr als punktförmig betrachten. Man würde sonst bei sich überlappenden Detektorflächen kinematisch nicht erlaubte Lösungen erhalten. Zu dem kann sich der Wert der -bei genauer Kenntnis der Nachweiswinkel- tatsächlich anzuwendenden Jakobideterminante in drastischer Weise von dem Wert der für die mittleren Nachweiswinkel berechneten unterscheiden.

Diese Schwierigkeiten wurden in folgender Weise angegangen: Die empfindlichen Flächen beider Detektoren sind kreisförmig. Sie wurden jeweils, wie in Abb. 5.4 dargestellt, in 49 Teilflächen zerlegt. Die einzelnen Teilflächen verhalten sich hierbei von innen nach außen zueinander wie 12:3:5:7:9.

Man nimmt sich nun eine Teilfläche des Schwerionendetektors, berechnet die Jakobideterminanten für alle Teilflächen des Neutronendetektors, wichtet die einzelnen Jakobideterminanten mit den flächenproportionalen Faktoren, summiert alle Anteile auf und dividiert durch die Summe der Teilflächen. So erhält man den Mittelwert der Jakobideterminante für Teilfläche 1 des Schwerionendetektors. Dieser erhaltene Mittelwert wird mit dem der Teilfläche des Schwerionenzählers proportionalen Faktor multipliziert. Entsprechend verfährt man mit den übrigen Teilflächen des ersten Detektors.

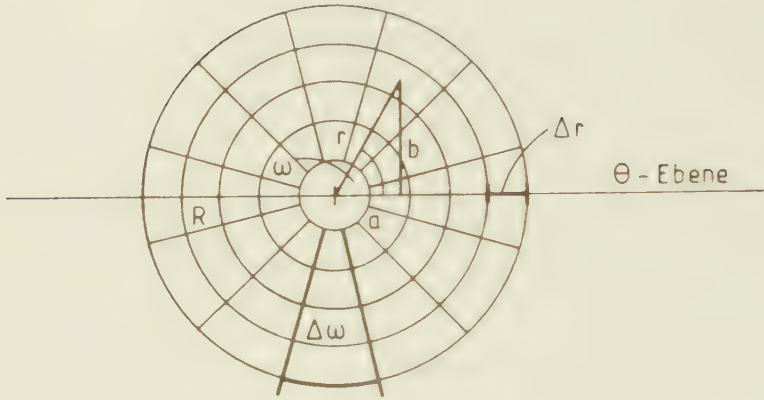


Abb. 5.4: Schematische Darstellung eines für die Kinematikrechnung in 49 Teilflächen zerlegten Detektors.

Zum Schluß dividiert man die Summe der gewichteten Mittelwerte durch die Summe der Teilflächen. Man erhält somit einen über beide Detektorflächen gemittelten Wert für die Jakobideterminante.

Da man hier für jedes Ereignis ~2500 mal länger rechnet als bei der sonst üblichen Annahme punktförmiger Detektoren, war es notwendig, eine Abfrage ins Programm einzubauen, die den Sinn dieser aufwendigen Rechnung vorher abschätzt. Diese Abfrage besteht darin, daß man die äußersten 4 Teilflächen der beiden Zähler (in der θ -Ebene) mit einander kombiniert, sich den kleinsten und den größten Wert der Jakobideterminante sucht und die Differenz dieser beiden Werte zur Jakobideterminante der als punktförmig betrachteten Detektoren ins Verhältnis setzt. Unterscheiden sich die Extremwerte um mehr als 20%, so wird dieses Koinzidenzereignis in der oben beschriebenen Weise über die beiden Zähler verteilt. Zur Berechnung der Jakobideterminante wird für die übrigen Ereignisse die flächenhafte Ausdehnung der Detektoren nicht berücksichtigt, wohl aber für die Bestimmung des Raumwinkels Ω .

Die eigentliche Berechnung der Kinematik bzw. der einzelnen Jakobideterminanten geschieht im Unterprogramm JAKI.

Zunächst errechnet man aus der Energie E_1 und der Masse m_1 der nachgewiesenen, leichten Teilchens (hier speziell des Neutrons) dessen Geschwindigkeit v_1 . Ebenso erhält man die Schwerionengeschwindigkeit v_2 aus E_2 und m_2 .

Die Geschwindigkeit des Massenschwerpunktes ist

$$\vec{v}_{c.m.} = \frac{1}{m_p + m_T} \cdot \sqrt{2 \cdot E_p \cdot m_p} \cdot \vec{e}_p \quad (5.3.1)$$

mit m_p - Masse des Projektils

m_T - Masse des Targetkerns

E_p - Einschubenergie des Projektils

und $\vec{e}_p$ - Einheitsvektor in Strahlrichtung

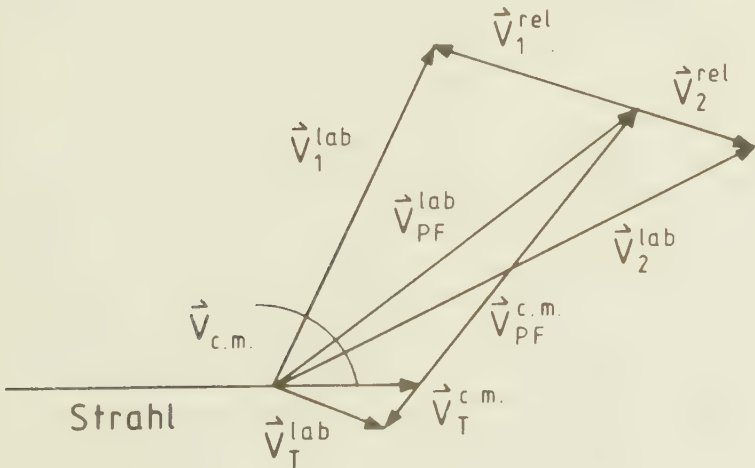


Abb. 5.5: Geschwindigkeitsdiagramm für die 3-Körper-Reaktionskinematik

Aus dem Geschwindigkeitsdiagramm erkennt man, daß

$$\vec{v}_{PF}^{lab} = \vec{v}_{c.m.} + \vec{v}_{PF}^{c.m.} \quad (5.3.2)$$

$$\text{und } \vec{v}_T^{lab} = \vec{v}_{c.m.} + \vec{v}_T^{c.m.} \quad (5.3.3)$$

ist.

Weiterhin gilt Impulserhaltung

$$m_3 \cdot \vec{v}_{PF}^{c.m.} = - m_4 \cdot \vec{v}_T^{c.m.} \quad (5.3.4)$$

$$\text{und } m_3 \cdot \vec{v}_{PF}^{lab} = m_1 \cdot \vec{v}_1^{lab} + m_2 \cdot \vec{v}_2^{lab} \quad (5.3.5)$$

Dabei ist

$$m_3 = m_1 + m_2$$

die Masse des projektilähnlichen Fragmentes

und

$$m_4 = m_P + m_T - m_3$$

die Masse des targetähnlichen Fragmentes.

Daraus ergibt sich

$$\vec{v}_{PF}^{lab} = \frac{m_1 \cdot \vec{v}_1^{lab} + m_2 \cdot \vec{v}_2^{lab}}{m_3} \quad (5.3.6)$$

$$\text{und } \vec{v}_1^{rel} = \frac{m_2 \cdot (\vec{v}_1^{lab} - \vec{v}_2^{lab})}{m_3} \quad (5.3.7)$$

Durch Linearkombination von (5.3.2), (5.3.3), (5.3.4) und (5.3.6) erhält man

$$\vec{v}_T^{lab} = \frac{1}{M - m_3} (M \cdot \vec{v}_{c.m.} - m_1 \cdot \vec{v}_1^{lab} - m_2 \cdot \vec{v}_2^{lab}) \quad (5.3.8)$$

In den für uns interessanten Gleichungen (5.3.6), (5.3.7) und (5.3.8) treten nur noch die "Meßgrößen" v_1^{lab} und v_2^{lab} als Variable auf. Die Betrachtung dieser Vektoren im Hinblick auf die Ausdehnung der Detektoren in θ und ϕ soll nun komponentenweise geschehen

mit

$$|\vec{v}_1^{lab}| = \sqrt{v_{1x}^2 + v_{1y}^2 + v_{1z}^2} = v_1 \quad (5.3.9)$$

und für $\vec{v}_2^{lab}$ entsprechend.

Das kartesische Koordinatensystem wurde so gewählt, daß die z-Achse in Strahlrichtung liegt.

$$\begin{aligned} v_{1x} &= v_1 \cdot \cos\phi_1 \cdot \sin\theta'_1 \\ v_{1y} &= v_1 \cdot \sin\phi_1 \\ v_{1z} &= v_1 \cdot \cos\phi_1 \cdot \cos\theta'_1 \end{aligned} \quad (5.3.10)$$

mit

$$\begin{aligned} \theta'_1 &= \theta_1 - \Delta\theta \\ v_{2x} &= v_2 \cdot \cos\phi_2 \cdot \sin\theta'_2 \\ v_{2y} &= v_2 \cdot \sin\phi_2 \\ v_{2z} &= v_2 \cdot \cos\phi_2 \cdot \cos\theta'_2 \end{aligned} \quad (5.3.11)$$

wobei $\theta'_2 = \theta_2 - \Delta\theta$

ist.

Die Definitionsbereiche der Winkel sind

$$-90^\circ < \phi < 90^\circ ; \quad -180^\circ < \theta' < 180^\circ$$

Die Winkel ϕ und $\Delta\theta$ erhält man aus den in Abb. 5.4 eingezeichneten Größen a und b sowie aus den Abständen d_1 und d_2 (nicht eingezeichnet) der beiden Detektoren vom Target.

$$\phi = \arctan \frac{b}{d} ; \quad b = r \cdot \sin\omega$$

$$\Delta\theta = \arctan \frac{a}{d} ; \quad a = r \cdot \cos\omega$$

Setzt man nun (5.3.10) und (5.3.11) in (5.3.6), (5.3.7) und (5.3.8) ein, so erhält man die Komponenten der gesuchten Vektoren.

Aus (5.3.7) läßt sich die Relativenergie E_{1-2} zwischen Teilchen 1 und Teilchen 2 berechnen:

$$E_{1-2} = \frac{m_1 \cdot m_2}{2 \cdot m_2} \cdot |\vec{v}_1^{\text{rel}}|^2 . \quad (5.3.12)$$

Die Energieerhaltung liefert den Q-Wert

$$Q_{\text{ges}} = \frac{1}{2} (m_3 \cdot |\vec{v}_{\text{PF}}^{\text{lab}}|^2 + m_4 \cdot |\vec{v}_{\text{T}}^{\text{lab}}|^2) + E_{1-2} - E_{\text{p}} \quad (5.3.13)$$

Die Anregungsenergie E^* des projektilähnlichen Fragmentes erhält man über

$$E^* = |Q_{\text{ges}} - Q_{\text{gg}}| \quad (5.3.14)$$

Sortiert man jetzt die Ereignisse in eine E_{1-2} - Q_{ges} -Matrix, erhält man eine Verteilung proportional zu dem sechsfachen differentiellen Wirkungsquerschnitt

$d^6\sigma/dE_{1-2}dE_{\text{tot}}d\Omega_1d\Omega_2$, bei dem die Winkelvariablen und -differentiale noch auf das Laborsystem bezogen sind. Um den Wirkungsquerschnitt auch in den Winkelanteilen im Zonensystem zwischen Teilchen 1 und 2 anzugeben, d.h.

$d^6\sigma/dE_{1-2}dE_{\text{tot}}d\Omega_{\text{tot}}d\Omega_{3-12}$ zu erhalten, muß man die der Jacobi-Determinanten für die Transformation der Raumwinkelelemente multiplizieren.

Nach Fuchs (FUC82) ist die entsprechende Beziehung

$$\frac{d^6\sigma}{dE_{1-2}dE_{\text{tot}}d\Omega_{1-2}d\Omega_{3-12}} = \frac{d^6\sigma}{dE_{1-2}dE_{\text{tot}}d\Omega_1d\Omega_2} \cdot \frac{\mu_{3-12} \cdot \vec{p}_{3-12} \cdot \mu_{1-2} \cdot \vec{p}_{1-2}}{m_1 \cdot \vec{p}_1 \cdot m_2 \cdot \vec{p}_2} \cdot \frac{\Lambda(E_{1-2}, E_{\text{tot}})}{\Lambda(E_1, E_2)} \quad (5.3.15)$$

mit

$$\mu_{1-2} = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2} ; \quad \vec{p}_{1-2} = \mu_{1-2} \left(\frac{\vec{p}_1}{m_1} - \frac{\vec{p}_2}{m_2} \right)$$

$$\mu_{3-12} = \frac{m_3 \cdot \mu_{1-2}}{m_3 + \mu_{1-2}} ; \quad \vec{p}_{3-12} = \frac{m_1 + m_2}{m_1 + m_2 + m_3} \cdot \vec{p} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2$$

und

$$E_{\text{tot}} = E_1 + E_2 + E_3 ; \quad M = m_1 + m_2 + m_3 ; \quad \vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 ,$$

wobei

$$\frac{\delta(E_{\text{tot}}, E_{1-2})}{\delta(E_1, E_2)} = \begin{vmatrix} \frac{\delta E_{\text{tot}}}{\delta E_1} & \frac{\delta E_{\text{tot}}}{\delta E_2} \\ \frac{\delta E_{1-2}}{\delta E_1} & \frac{\delta E_{1-2}}{\delta E_2} \end{vmatrix} \quad (5.3.16)$$

ist,

mit

$$\frac{\delta E_{\text{tot}}}{\delta E_1} = \frac{1}{m_3} (m_1 + m_3 - m_1 \frac{\vec{p}_1 (\vec{p} - \vec{p}_2)}{p_1^2})$$

$$\frac{\delta E_{\text{tot}}}{\delta E_2} = \frac{1}{m_3} (m_2 + m_3 - m_2 \frac{\vec{p}_2 (\vec{p} - \vec{p}_1)}{p_2^2})$$

$$\frac{\delta E_{1-2}}{\delta E_1} = \mu_{1-2} \left(\frac{1}{m_1} - \frac{1}{m_2} \cdot \frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2}{p_1^2} \right)$$

$$= \mu_{1-2} \left(\frac{1}{m_1} - \frac{v_2 \cdot \cos \beta}{m_1 \cdot v_1} \right)$$

$$\frac{\delta E_{1-2}}{\delta E_2} = \mu_{1-2} \left(\frac{1}{m_2} - \frac{1}{m_1} \cdot \frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2}{p_2^2} \right)$$

$$= \mu_{1-2} \left(\frac{1}{m_2} - \frac{v_1 \cdot \cos \beta}{m_2 \cdot v_2} \right)$$

und

$$\cos \beta = \frac{v_1^2 + v_2^2 - ((v_{1x} - v_{2x})^2 + (v_{1y} - v_{2y})^2 + (v_{1z} - v_{2z})^2)}{2 \cdot v_1 \cdot v_2}.$$

5.4 Monte-Carlo-Programm zur Simulation der Teilchenverdampfung

Wie in Kap. 3.2.2 beschrieben, wurde zuerst versucht, durch Anpassung der Neutronenenergiespektren an zwei isotrop emittierende Quellen (projektil- und targetähnliches Fragment) den Anteil dieser Verdampfungskomponente gegenüber dem aus Vergleichgewichtsprozessen zu erwartender Neutronen festzulegen. Die nach Erreichen des statistischen Gleichgewichtes verdampften Neutronen hatten den Hauptanteil an den Spektren ausgemacht. Die Anpassung alleine konnte jedoch besonders bei großen Laborwinkeln für hohe Neutronenenergien sowie bei kleinen Relativenergie (zwischen Neutron und projektilähnlichem Fragment) wegen der dort beobachteten diskreten Zustände die Spektren nicht ausreichend genau erklären.

Um eine Aussage über die interessante Frage machen zu können, ob, wieviele und zu welchen Winkeln Vergleichgewichtsneutronen emittiert wurden, war es notwendig, die Verdampfungsanteile der Neutronenenergiespektren so genau als möglich unter Einbeziehung der experimentellen Randbedingungen zu bestimmen. Das vorliegende Rechenprogramm erfüllt die Anforderung, das Experiment unter der Annahme isotroper Emission zu simulieren. Dazu erzeugt man sich Verteilungen von Zufallszahlen und transformiert diese Ereignis-für-Ereignis aus dem zerfallenden System in das Laborsystem. Auf diese Weise entgeht man der Schwierigkeit, die Jakobideterminante J für die Transformation des sechsfach differentiellen Wirkungsquerschnittes zu berechnen

$$\frac{d^6\sigma}{dE_{3-12}d\phi_{3-12}d\phi_{3-12}dE_{1-2}d\phi_{1-2}d\phi_{1-2}} = \quad (5.4.1)$$

$$J \cdot \frac{d^6\sigma}{dE_1 d\phi_1 d\phi_1 dE_2 d\phi_2 d\phi_2}$$

Die Methode gestattet es, auf einfache Weise die experimentellen Randbedingungen wie Winkelöffnungsbreiten und Energienachweisschwellen der Detektoren zu berücksichtigen. Außerdem ist diese Methode sehr anschaulich, da man der Zerfallsskinematik Schritt für Schritt nachgeht. Man erkaufte

sich diese Vorteile mit den für diese Methode typisch langen Rechenzeiten (10^6 Primärereignisse benötigen etwa 1,5 Stunden CPU-Zeit an einer VAX 11/780).

Es bot sich an, diese Rechnungen als Unterprogramm in das Auswerteprogramm HICCUP von M. Clover (RAU82) einzubinden, da dort schon die Ein- und Ausgabe von Spektren realisiert waren. Im HICCUP hat man außerdem die Möglichkeit, bis zu acht eindimensionale Spektren und ein zweidimensionales gleichzeitig zu generieren. Hiermit kann man die gewürfelten Verteilungen für die einzelnen Eingabegrößen kontrollieren und gegebenenfalls irgendwelche Fehler erkennen.

Das Unterprogramm ist in zwei Teile gegliedert. Im ersten Teil erfolgt die Dateneingabe, im zweiten Teil werden die Zufallszahlen generiert, umgerechnet und die Ergebnisse in eindimensionale Spektren einsortiert.

Folgende Eingaben wurden benötigt:

1. die Reaktion (z.B. HO165(NE20;N,O16))
2. die Projektilenergie
3. die Nachweiswinkel für Schwerionen und für Neutronen (bis zu 7 gleichzeitig möglich)
4. die Winkelöffnungen der Detektoren
5. die Rahmengrößen der zu erzeugenden eindimensionalen Spektren
6. die Primärwinkelbereiche (Θ_{Pri} und Φ_{Pri}), in die das Schwerion vor der Teilchenemission geflogen sein kann (geht entscheidend in die benötigte Rechenzeit ein)
7. die experimentell bei kleinen Relativwinkeln bestimmte Relativenergieverteilung zwischen Neutron und Schwerion
8. die aus den inklusiven Daten bestimmte Primärwinkelverteilung des jeweiligen Schwerions in Form eines Polynoms
9. der Mittelwert und die Halbwertsbreite der an die experimentelle Anregungsenergieverteilung angepaßten Gaußkurve

Im zweiten Teil des Programmes wird der Zufallszahlengenerator als Funktion im Rechner aufgerufen (VAX80) und erzeugt Zufallszahlen im Intervall zwischen Null und Eins. Diese werden nacheinander für die folgenden sechs Parameter in die

angegebenen bzw. physikalisch relevanten Bereiche transformiert:

1. der primäre Ablenkwinkel des Schwerions vor der Teilchenemission Θ_{Pri} (läuft von $0^0 - 360^0$)
2. der primäre Winkel Φ_{Pri} , um den die Reaktionsebene gegen die Meßebene um die z-Achse gedreht ist (läuft von $0^0 - 180^0$, siehe Abb. 5.6)
3. die innere Anregungsenergie des Systems E^* , die auf Kosten der kinetischen Energie entsteht
4. die Relativenergie E_{rel} , mit der das Teilchen aus dem Schwerion emittiert wird
5. der Emissionswinkel des Teilchens Θ_{1-2} relativ zur primären Schwerionenflugrichtung Θ_{Pri} in der vorher festgelegten Reaktionsebene (läuft von $0^0 - 180^0$, Abb. 5.6)
6. der Relativwinkel Φ_{1-2} , unter dem das Teilchen vom projektilähnlichen Fragment aus der Reaktionsebene heraus emittiert wird (läuft von $0^0 - 360^0$, Abb. 5.6)

Die einhüllende Häufigkeitsverteilung der Zufallszahlen läßt sich mit Hilfe einer auf von Neumann zurückgehenden Methode in jeder beliebigen Form erzeugen (JÖH69, MCM51). Sie hat für Θ_{Pri} die Form eines mit $\sin(\Theta_{\text{Pri}})$ multiplizierten Polynoms 3. bzw. 4. Grades, das an die inklusive Schwerionenwinkelverteilung angepaßt ist. Die Φ_{Pri} - und die Θ_{1-2} -Verteilung ist die $|\cos\Phi_{1-2}|$ -Funktion. Die Anregungsenergie E^* wird als Gaußverteilung erzeugt und die Relativenergie E_{rel} hat die Form des vorher eingelesenen experimentellen Spektrums.

Die eigentliche Umrechnung dieser Ereignisse in das Laborsystem geschieht in der folgenden Weise:

Zuerst werden innerhalb der eingegebenen Verteilung die Anregungsenergie des Projektils E^* und die beiden Streuwinkel Θ_{Pri} und Φ_{Pri} gewürfelt. Über den bekannten Massenüberschuß der Reaktion und den Anregungsenergiewert berechnet man sich den Reaktions-Q-Wert. Aus dem Q-Wert und den Winkeln Θ_{Pri} , Φ_{Pri} ergeben sich nach Abb. 5.6 die Geschwindigkeitskomponenten des projektilähnlichen Fragmentes

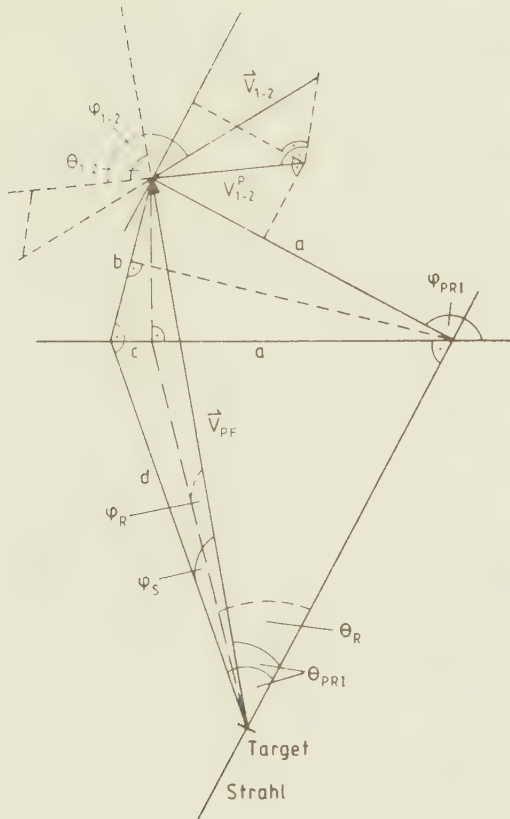


Abb. 5.6: Diagramm der im Monte-Carlo-Programm zur Simulation der isotropen Teilchenemission verwendeten dreidimensionalen Zerfallskinetik für das projektilähnliche Fragment.

zu

$$v_{PF}^x = |\vec{v}_{PF}| \cdot (\cos \phi_S \cdot \sin \theta_{PRI} - \sin \phi_S \cdot \sin \frac{\phi_{PRI}}{2})$$

$$\phi_S = \arctan (2 \cdot \sin \frac{\phi_{PRI}}{2} \cdot \sin \theta_{PRI})$$

$$v_{PF}^y = |\vec{v}_{PF}| \cdot \sin \phi_S \cdot \cos \frac{\phi_{PRI}}{2} \quad (5.4.2)$$

$$v_{PF}^z = |\vec{v}_{PF}| \cdot \cos \phi_R \cdot \cos \theta_R$$

$$\phi_R = \arcsin (v_{PF}^y / |\vec{v}_{PF}|)$$

$$\theta_R = \arcsin (v_{PF}^z / |\vec{v}_{PF}| \cdot \cos \phi_R)$$

Als nächstes werden aus der Anregungsenergie E^* und den ebenfalls gewürfelten Relativwinkeln θ_{1-2} und ϕ_{1-2} die Relativgeschwindigkeitskomponenten zwischen dem leichten Teilchen und dem projektilähnlichen Restfragment in deren gemeinsamen Schwerpunktsystem berechnet:

$$v_{1-2}^x = v_{1-2}^k \cdot \sin (\theta_{PRI} + \theta_{1-2}) \frac{\cos \frac{\phi_{PRI}}{2}}{\cos \frac{\phi_{1-2}}{2}}$$

$$v_{1-2}^y = v_{1-2}^k \cdot \cos (\theta_{PRI} + \theta_{1-2}) \frac{1}{\cos \frac{\phi_{1-2}}{2}} \quad (5.4.3)$$

$$v_{1-2}^z = |\vec{v}_{1-2}| \cdot \sin (\phi_{1-2} + \phi_{1-2}^P)$$

mit

$$v_{1-2}^k = |\vec{v}_{1-2}| \cdot \cos (\phi_{1-2} + \phi_{1-2}^P)$$

$$\phi_{1-2}^P = \arccos (v_{1-2}^P / |\vec{v}_{1-2}|)$$

$$v_{1-2}^P = |\vec{v}_{1-2}| \cdot \sqrt{(\sin(\theta_{PRI} + \theta_{1-2}) \cdot \cos \phi_{PRI})^2 + (\cos(\theta_{PRI} + \theta_{1-2}))^2}$$

Die Geschwindigkeitskomponenten der in Koinzidenz nachzuweisenden Teilchen erhält man über die Multiplikation mit dem entsprechenden Massenfaktor.

$$v_{1rel} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} |\vec{v}_{1-2}| \quad (5.4.4)$$

$$v_{2rel} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} |\vec{v}_{1-2}| \quad (5.4.5)$$

wobei im Rechenprogramm der Index 1 für das projektilähnliche (Rest-)Fragment und der Index 2 für das leichte Teilchen benutzt wurden.

Die Geschwindigkeiten der beiden Teilchen im Laborsystem erhält man durch Addition/Subtraktion der Relativgeschwindigkeitskomponenten zu/von den Komponenten des projektilähnlichen Fragmentes vor der Emission eines leichten Teilchens. In diesem speziellen Fall wurden v_1 und v_2 folgendermaßen bestimmt:

$$v_1^x = v_{PF}^x - v_{1rel}^x \quad (5.4.6)$$

und

$$v_2^x = v_{PF}^x + v_{2rel}^x \quad (5.4.7)$$

Nun wird überprüft, ob Teilchen 1 in den Raumwinkel des Schwerionendetektors fällt. Ist dies der Fall, so wird auch für Teilchen 2 überprüft, ob es in einen der angegebenen Neutronenzähler fällt. Die aus Geschwindigkeit und Masse berechnete kinetische Energie wird dann in das entsprechende Spektrum einsortiert. Fallen die simulierten Ereignisse nicht in die Raumwinkel der Detektoren, so werden diese Ereignisse verworfen und die Prozedur wird mit neuen Zufallszahlen begonnen. Für die in Kapitel 3.2.2/3.2.3 gezeigten Spektren wurde das Monte-Carlo-Programm etwa 6 000 000 mal durchlaufen.

6. Literaturverzeichnis

- AJZ75: F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Physics
Vol. A248(1), 45 (1975)
- AJZ78:
Vol. A300(1), 128 (1978)
- AJZ82:
Vol. A375(1), 79 (1982)
- BIN80: M. Bini, C.K. Gelbke, D.K. Scott, T.J.M. Symons,
P. Doll, D.L. Hendrie, J.L. Laville, J. Mahoney,
M.C. Mermaz, C. Olmer, K. Van Bibber and
H.H. Wieman, Phys. Rev. C22, 1945 (1980)
- BIR79: J.R. Birkelund, L.E. Tubbs, J.R. Huizenga,
J.N. De and D. Sperber, Physics Reports 56, 107
(1979)
- BON80: J.P. Bondorf, J.N. De, G. Fai, A.O.T. Karvinen,
B. Jakobssen and J. Randrup, Nucl. Phys. A333,
285 (1980)
- BÜR81: M. Bürgel, Diplomarbeit, Hahn-Meitner-Institut
Berlin (1981)
- CEC79: R.A. Cecil, B.D. Anderson and R. Madey, Nucl.
Instrum. Methods 161, 439 (1979)
- DRO72: M. Drosch, Nucl. Instrum. Methods 105, 573 (1972)
- EGE83: Chr. Egelhaaf, Int. Bericht, Bereich P,
Hahn-Meitner-Institut, Berlin (1983)

- END78: P.M. Endt and C. van der Leun, Nucl. Physics
Vol. A310, 36 (1978)
- EYA78: Y. Eyal, A. Gavron, I. Tserruya, Z. Fraenkel,
Y. Eisen, S. Wald, R. Bass, G.R. Gould,
G. Kreyling, R. Renfort, K. Stelzer, R. Zitzmann,
A. Gobbi, U. Lynen, H. Stelzer, I. Rode, R. Bock,
Phys. Rev. Lett. 41, 625 (1978)
- FUC82: H. Fuchs, Nucl. Instrum. Methods 200, 361 (1982)
- GAV81: A. Gavron, J.R. Beene, R.L. Ferguson,
F.E. Obenshain, F. Plasil, G.R. Young,
G.A. Petitt, K. Geoffroy Young, M. Jääskeläinen,
D.G. Sarantites and C.F. Maguire, Phys. Rev. C24,
2048 (1981)
- GEL77: C.K. Gelbke, M. Bini, C. Olmer, D.L. Hendrie,
J.L. Laville, J. Mahoney, M.C. Mermaz, D.K. Scott
and H.H. Wieman, Phys. Lett. 71B, 83 (1977)
- HAR77: J.W. Harris, T.M. Cormier, D.F. Geesaman,
L.L. Lee, Jr., R.L. McGrath, and J.P. Wurm,
Phys. Rev. Lett. 38, 1460 (1977)
- HIL79: D. Hilscher, J.R. Birkelund, A.D. Hoover,
W.U. Schröder, W.W. Wilcke, J.R. Huizenga,
A.C. Mignerey, K.L. Wolf, H.F. Breuer and
V.E. Viola, Phys. Rev. C20, 576 (1979)
- HOL83: E. Holub, D. Hilscher, G. Ingold, U. Jahnke,
H. Orf and H. Rossner, Phys. Rev. C28, 252 (1983)

- HOO82: A.D. Hoover, J.R. Birkelund, D. Hilscher,
W.U. Schröder, W.W. Wilcke, J.R. Huizenga,
A.C. Mignerey, K.L. Wolf, H.F. Breuer and
V.E. Viola, Phys. Rev. C25, 256 (1982)
- JÖH69: M.D. Jöhnk, Erzeugen und Testen von
Zufallszahlen, Würzburg (1969)
- KIN53: A. Kind and G. Patergnani, Il Nuovo Cim. 10, 1375
(1953)
- LAN64: D.W. Lang, Nucl. Phys. 53, 113 (1964)
- LCO59: K.L. Le Couteur and D.W. Lang, Nucl. Phys. 13,
32 (1959)
- MAD78: R. Madey, F.M. Waterman, A.R. Baldwin,
J. Knudson, J.D. Carlson and J. Rapaport, Nucl.
Instrum. Methods 151, 445 (1978)
- MAI68: K.H. Maier and J. Nitschke, Nucl. Instrum.
Methods 59, 227 (1968)
- MAR73: P. Marmier, Kernphysik 1, 7. Auflage, Verlag d.
Fachvereine and ETH Zürich, Zürich (1973)
- MCM51: Monte Carlo Method, National Bureau of Standards,
Appl. Math. Ser. 12, Washington (1951)
- MNA75: M.W. McNaughton, M.S.P. King, F.P. Brady and
J.L. Ullman, Nucl. Instrum. Methods 129, 241
(1975)
- MOR83: L.G. Moretto, Z. Phys. A310, 61 (1983)
- MRR80: D.J. Morrissey and L.G. Moretto, Phys. Rev. C23,
1835 (1980)

- RAU82: W. Rauch, Diplomarbeit, Hahn-Meitner-Institut Berlin (1982)
- SHI79: T. Shimoda, M. Ishihara, K. Nagatani, T. Nomura, Nucl. Instrum. Methods 165, 261 (1979)
- SIW76: K. Siwek-Wilczynska and J. Wilczynski, Nuclear Physics A264, 115 (1976)
- SMI81: R.P. Schmitt, G.J. Wozniak, G.U. Ratazzi, G.J. Mathews, R. Regimbart, L.G. Moretto, Phys. Rev. Lett. 46, 522 (1981)
- SRÖ77: W.U. Schröder and J.R. Huizenga, Annu. Rev. Nucl. Sci. 27, 465 (1977)
- STO77: R.G. Stokstad, Proceed. of the Topical Conf. on Heavy-Ion Collisions, Fall Creek Falls State Park, Tennessee, report CONF-770602 (1977)
- TAM79: B. Tamain, R. Chechik, H. Fuchs, F. Hanappe, M. Morjean, C. Ngô, J. Peters, Nucl. Phys. A330, 253 (1979)
- TEX68: R.E. Textor and V.V. Verbinski, O5S:
A Monte Carlo code for calculating pulse height distribution due to monoenergetic neutrons incident on organic scintillators, ORNL-4160 (1968) (nicht veröffentlicht)
- THO71: S.T. Thornton and J.R. Smith, Nucl. Instrum. Methods 96, 25 (1971)
- TSA81: M.B. Tsang, W.G. Lynch, R.J. Puigh, R. Vandenbosch, and A.G. Seamster, Phys. Rev. C23, 1560 (1981)

VAX80: VAX-11, Run-Time Libr. Ref. Manual, DEC, Maynard,
USA (1980)

WEI37: V. Weisskopf, Phys. Rev. 52, 295 (1937)

WIL73: J. Wilczynski, Phys. Lett. B47, 484 (1973)

Diese Arbeit wurde im Bereich Kern- und Strahlungsphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin unter der Leitung von Prof. Dr. K. H. Lindenberg und der Betreuung von Dr. D. Hilscher durchgeführt.

Herrn Prof. Dr. K. H. Lindenberg danke ich dafür, daß er die Durchführung dieser Arbeit am Institut unter guten Bedingungen ermöglichte.

Herrn Dr. D. Hilscher, Frau Dr. E. Holub, Herrn Dr. U. Jahnke und Herrn Dr. H. Rossner danke ich für die Mitarbeit an den Experimenten.

Von ihnen sowie Herrn Dr. H. Fuchs und G. Ingold habe ich in Diskussionen wertvolle Hinweise erhalten.

Dem Betreuer meiner Arbeit, Herrn Dr. D. Hilscher, bin ich für die vielen Diskussionen und sein reges Interesse am Gelingen meiner Arbeit zu besonderem Dank verpflichtet.

Allen übrigen, nicht genannten Mitarbeitern, die durch ihr Wirken das Zustandekommen meiner Arbeit direkt oder indirekt unterstützt haben, sei hier ganz herzlich gedankt.

Lebenslauf

15.1.1953	geboren als erster Sohn des Maurers Erwin Orf und seiner Ehefrau Hertha (geb. Barth) in Tann/Rhön
1959	Volksschule in Tann/Rhön
1963	Besuch des Gymnasiums Ulstertalschule in Hilders (Unter- und Mittelstufe)
1968	Übergang auf das Gymnasium Winfriedschule in Fulda (mathem.-naturwissensch. Zweig)
1971	Reifeprüfung
WS 1971/72	Beginn des Physikstudiums an der Freien Universität in Berlin
Juni 1973	Diplomvorprüfung in Physik
April 1975	Beginn der Diplomarbeit auf dem Gebiete der medizinischen Physik
November 1979	Diplomprüfung in Physik an der Freien Universität Berlin
seit 1.12.1979	angestellt am Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung GmbH in Berlin

